

01;03;07

Особенности квазипотенциальных течений газа в прокачных лазерных кюветах с ядерной накачкой

© В.Ю. Матьев, А.А. Пикулев

Российский Федеральный ядерный центр —
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия
e-mail: pikulev@expd.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 2 сентября 2004 г.)

Рассмотрено влияние граничных условий на распределение скорости двумерного течения газа в прокачных лазерных кюветах с ядерной накачкой при небольших энергокладах. Показано, что для любых граничных условий двумерное движение разделяется на два квазиодномерных, а область влияния граничных условий ограничена размерами, примерно равными ширине лазерной кюветы.

Введение

Лазер с ядерной накачкой представляет собой лазерную кювету с нанесенными на нее изнутри тонкими урановыми слоями, облучающими заключенный в кювете газ осколками деления. В прокачном лазере (см. рисунок) газ прокачивается через кювету [1,2]. На рисунке ось x направлена вдоль потока газа, при этом длина кюветы вдоль потока $L \sim 0.1$ м, ширина кюветы $2h \sim 0.02$ м. Оптическая ось лазера ортогональна плоскости рисунка.

В работах [3,4] рассмотрен общий характер двумерного движения газа в кюветах лазеров с ядерной накачкой. Методом разделения переменных проведен аналитический расчет скорости двумерного течения газа для малых (по сравнению с внутренней энергией газа) энергокладов осколков деления в газ, когда поле скоростей газа можно полагать безвихревым и описывать скалярным потенциалом, удовлетворяющим уравнению Пуассона [3]. Основное внимание было уделено герметичным кюветам, в которых граничные условия для скорости газа ставятся просто (на стенках кюветы нормальная компонента скорости равна нулю). Для прокачных кювет рассматривался (как и в работе [2]) лишь довольно абстрактный случай, когда невозмущенный поток газа набегаает на область энергоклада (ограниченную урановыми слоями) „из бесконечности“. Однако в прокачных лазерах непосредственно перед

урановыми слоями (и после них) могут находиться охлаждающие газ радиаторы [1] либо иные элементы газового тракта, формирующие другие граничные условия на входе в кювету (и выходе из нее). Возникает вопрос, как решать такие задачи более корректно и насколько изменится при этом характер течения газа в лазерной кювете.

В данной работе основные результаты работ [3,4] обобщены на случай произвольных граничных условий для скорости потока газа (как на входе в кювету, так и на выходе из нее) и изучено влияние граничных условий на характер течения в лазерном канале. Показано, что главный вывод работ [3,4] о расщеплении двумерного течения газа на два квазиодномерных остается в силе для любых граничных условий.

Газодинамическая модель

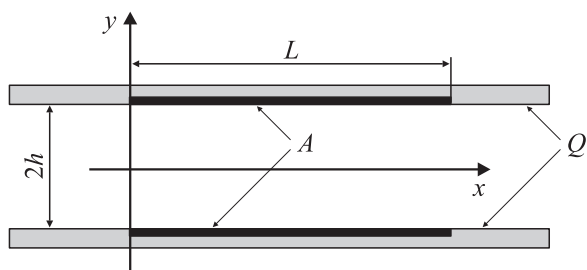
Газ полагается идеальным, невязким и нетеплопроводным (вязкость и теплопроводность играют заметную роль лишь в узком пристеночном слое); давление газа практически однородно по объему кюветы (число Маха $M \leq 10^{-2} \ll 1$) [3,4]. В этих обстоятельствах изменение плотности газа во времени для фиксированной лагранжевой координаты описывается простым термодинамическим соотношением [3,4]

$$\frac{\gamma P}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt} = \frac{dP}{dt} - (\gamma - 1) \frac{\delta Q}{\delta V \delta t}, \quad (1)$$

где P — давление газа; ρ — плотность газа; γ — показатель адиабаты; δQ — энергия, поглощенная бесконечно малым объемом газа δV за бесконечно малое время δt (энергоклад полагается известным [5]).

Используя уравнение непрерывности

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad \mathbf{v} = (u, w),$$



Кювета лазера с ядерной накачкой: Q — кювета; A — урановый слой.

где \mathbf{v} — скорость движения газа с компонентами $v_x = u$, $v_y = w$, уравнение (1) можно переписать в виде [3,4,6]

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = G(x, y, t),$$

$$G(x, y, t) = \frac{1}{\gamma P} \left\{ (\gamma - 1) \cdot \left(\frac{\delta Q}{\delta V \delta t} \right) - \frac{dP}{dt} \right\}. \quad (2)$$

В прокачных кюветах при стационарной прокачке газа можно положить $dP/dt = 0$.

Ключевым газодинамическим фактором лазерных кювет с ядерной накачкой является энергоклад осколков деления, облучающих газ из урановых слоев. Если энергоклад не слишком велик, то обусловленное им движение газа можно полагать безвихревым [3,4] (предполагается, что входящий в кювету поток газа вихрей не содержит). В этом случае скорость полностью определяется скалярным потенциалом $\Phi(x, y, t)$,

$$\mathbf{v}(x, y, t) = \nabla \Phi,$$

который, согласно (2), удовлетворяет уравнению Пуассона [3,4]

$$\Delta \Phi = G(x, y, t). \quad (3)$$

Время не входит явно в это уравнение. Распределение скорости квазистационарно: в каждый момент времени формируется свое поле скоростей, соответствующее давлению газа и распределению энергоклада в данный момент. Далее аргумент t будет опускаться. Функцию $G(x, y)$ будем полагать заданной.

Общее решение для потенциала скорости

Нормальная составляющая скорости газа на стенках кюветы равна нулю. В герметичных кюветах, внутренняя поверхность которых замкнута, этого условия достаточно для решения эллиптического уравнения (3). В прокачных кюветах, поверхность которых принципиально незамкнута, ситуация более деликатная. Однако на горизонтальных стенках (см. рисунок) вертикальная составляющая скорости равна нулю $w(x, y) = 0$ при $y = \pm h$ (как и в герметичных кюветах). Решение уравнения (3), удовлетворяющее этому условию, можно получить методом разделения переменных и разложением потенциала скорости в ряд Фурье

$$\Phi(x, y) = \frac{\varphi_0(x)}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n(x) \cos(a_n y),$$

$$\varphi_n(x) = \frac{2}{h} \int_0^h \Phi(x, y) \cos(a_n y) dy, \quad a_n = \frac{\pi n}{h}.$$

Это решение имеет вид [3,4]

$$u(x, y) = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = U(x) + \sum_{n=1}^{\infty} u_n(x) \cos(a_n y), \quad u_n(x) = \frac{d\varphi_n}{dx}, \quad (4)$$

$$w(x, y) = \frac{\partial \Phi}{\partial y} = \sum_{n=1}^{\infty} w_n(x) \sin(a_n y), \quad w_n(x) = -a_n \varphi_n(x), \quad (5)$$

$$u_n(x) = \frac{\exp(a_n x)}{2} \left\{ A_n + \int_{-\infty}^x g_n(\xi) \exp(-a_n \xi) d\xi \right\} + \frac{\exp(-a_n x)}{2} \left\{ B_n + \int_{-\infty}^x g_n(\xi) \exp(a_n \xi) d\xi \right\}, \quad (6)$$

$$w_n(x) = -\frac{\exp(a_n x)}{2} \left\{ A_n + \int_{-\infty}^x g_n(\xi) \exp(-a_n \xi) d\xi \right\} + \frac{\exp(-a_n x)}{2} \left\{ B_n + \int_{-\infty}^x g_n(\xi) \exp(a_n \xi) d\xi \right\},$$

$$U(x) = U_0 + \frac{2}{h} \int_0^x \int_0^h G(\xi, y) dy d\xi,$$

$$g_n(x) = \frac{2}{h} \int_0^h G(x, y) \cos(a_n y) dy. \quad (7)$$

Здесь U_0 — это скорость прокачки (скорость газа на входе в кювету); $U(x)$ — поперечно усредненная продольная скорость течения газа вдоль кюветы, определяемая поперечно усредненным энергокладом; $g_n(x)$ — коэффициенты разложения функции $G(x, y)$ в ряд Фурье. Значение коэффициентов A_n и B_n определяется граничными условиями для скорости газа на входе в кювету и на выходе из нее.

Это решение можно представить в более удобном виде, произведя перенормировку констант A_n

$$A_n = H_n \exp(-a_n L) - \int_{-\infty}^{\infty} g_n(\xi) \exp(-a_n \xi) d\xi.$$

Будем для простоты предполагать, что область действия энергоклада ограничена размерами кюветы

$$g_n(x) = 0 \quad \text{при } x < 0 \quad \text{и } x > L.$$

Тогда решение (6), (7) переписывается в виде

$$u_n(x) = \frac{1}{2} \left\{ B_n \exp(-a_n x) + H_n \exp[-a_n(L-x)] \right\} + \frac{1}{2} \left\{ \int_0^x g_n(\xi) \exp[-a_n(x-\xi)] d\xi - \int_x^L g_n(\xi) \exp[-a_n(\xi-x)] d\xi \right\}, \quad (8)$$

$$w_n(x) = \frac{1}{2} \left\{ B_n \exp(-a_n x) - H_n \exp[-a_n(L-x)] \right\} + \frac{1}{2} \left\{ \int_0^x g_n(\xi) \exp[-a_n(x-\xi)] d\xi + \int_x^L g_n(\xi) \exp[-a_n(\xi-x)] d\xi \right\}. \quad (9)$$

При этом

$$u_n(0) = \frac{1}{2} [H_n \exp(-a_n L) + B_n] - \frac{1}{2} \Psi_n, \quad u_n(L) = \frac{1}{2} [B_n \exp(-a_n L) + H_n] + \frac{1}{2} \Xi_n, \quad (10)$$

$$w_n(0) = \frac{1}{2} [B_n - H_n \exp(-a_n L)] + \frac{1}{2} \Psi_n, \quad w_n(L) = \frac{1}{2} [B_n \exp(-a_n L) - H_n] + \frac{1}{2} \Xi_n, \quad (11)$$

$$\Psi_n = \int_0^L g_n(\xi) \exp(-a_n \xi) d\xi,$$

$$\Xi_n = \int_0^L g_n(\xi) \exp[-a_n(L-\xi)] d\xi = \int_0^L g_n(L-\xi) \exp(-a_n \xi) d\xi.$$

Такое представление решения более удобно как для качественного анализа, так и для численных расчетов, поскольку содержит только затухающие экспоненты, тогда как представление решения в форме (6), (7) требует довольно деликатного обращения с членами в первой скобке, которые домножаются на возрастающую экспоненту.

Качественный анализ решения

Для того чтобы выявить качественные особенности полученного решения, произведем некоторые упрощения. Константы H_n и B_n заведомо невелики (по порядку величины они не превосходят скорость газа), а величина $\exp(-a_n L)$ исчезающе мала ($a_n L \geq \pi L/h \sim 10\pi$), поэтому граничные условия (10), (11) можно привести к более простому виду

$$u_n(0) \approx \frac{1}{2} (B_n - \Psi_n), \quad u_n(L) \approx \frac{1}{2} (\Xi_n + H_n), \quad (12)$$

$$w_n(0) \approx \frac{1}{2} (B_n + \Psi_n), \quad w_n(L) \approx \frac{1}{2} (\Xi_n - H_n). \quad (13)$$

Отсюда видно, что фактически константы B_n определяются только скоростью газа на входе в кювету, а

константы H_n — скоростью газа на выходе из нее. Таким образом, константы B_n и H_n определяются практически независимо друг от друга для любых граничных условий на входе в кювету и выходе из нее, что позволяет унифицировать набор возможных решений.

Далее, энерговклад, а вместе с ним и коэффициенты разложения $g_n(x)$ функции $G(x, y)$ существенно меняются только вблизи концов уранового слоя, на расстоянии полуширины кюветы h от входа в кювету и от выхода из нее. В основной же части кюветы коэффициенты $g_n(x)$ изменяются вдоль потока довольно плавно, мало меняясь на расстояниях порядка h . Экспоненты же, фигурирующие в интегралах (8), (9), на таких расстояниях практически обращают в нуль подынтегральную функцию: при $|x - \xi| = 2h$

$$a_n |x - \xi| \geq 2\pi, \quad \exp(-2\pi) \approx 0.002.$$

Поэтому

$$\int_0^x g_n(\xi) \exp[-a_n(x-\xi)] d\xi \approx g_n(x) \int_0^x \exp[-a_n(x-\xi)] d\xi = \frac{g_n(x)}{a_n} [1 - \exp(-a_n x)],$$

$$\int_x^L g_n(\xi) \exp[-a_n(\xi-x)] d\xi \approx g_n(x) \int_x^L \exp[-a_n(\xi-x)] d\xi = \frac{g_n(x)}{a_n} \{1 - \exp[-a_n(L-x)]\}.$$

Таким образом, решение (8), (9) в основной части кюветы можно представить в виде

$$u_n(x) \approx \frac{1}{2} \left\{ B_n \exp(-a_n x) + H_n \exp[-a_n(L-x)] \right\} + \frac{g_n(x)}{2a_n} \left\{ \exp[-a_n(L-x)] - \exp(-a_n x) \right\}, \quad (14)$$

$$w_n(x) = \frac{1}{2} \left\{ B_n \exp(-a_n x) - H_n \exp[-a_n(L-x)] \right\} + \frac{g_n(x)}{2a_n} \left\{ 2 - \exp[-a_n(L-x)] - \exp(-a_n x) \right\}. \quad (15)$$

Аналогичную оценку можно провести и для интегралов Ψ_n и Ξ_n

$$\Psi_n \cong \frac{g_n(0)}{a_n} [1 - \exp(-a_n L)] \approx \frac{g_n(0)}{a_n}, \quad \Xi_n \cong \frac{g_n(L)}{a_n} [1 - \exp(-a_n L)] \approx \frac{g_n(L)}{a_n}.$$

Эта оценка имеет более грубый характер, поскольку вблизи краев уранового слоя коэффициенты $g_n(x)$ все-таки заметно меняются, зато таким образом можно (хотя бы приближенно) распространить решение (14), (15) вплоть до торцов кюветы.

Уже на небольшом расстоянии от входа в кювету и от выхода из нее (фактически на расстоянии ширины кюветы) все экспоненты в решении (14), (15) становятся пренебрежимо малыми, поэтому

$$u_n(x) \rightarrow 0, \quad w_n(x) \rightarrow \frac{g_n(x)}{a_n} \quad \text{при} \quad 2h \leq x \leq L - 2h. \quad (16)$$

Таким образом, в основной части кюветы продольная скорость газа практически равна своему поперечно усредненному значению $U(x)$, определяемому поперечно усредненным энерговыкладом. Для поперечной же скорости, согласно (5), с учетом (16) и (2) имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{g_n(x)}{a_n} \sin(a_n y) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} g_n(x) \cos(a_n y) = G(x, y) - \langle G(x, y) \rangle \\ &= \frac{\gamma - 1}{\gamma P} \cdot \left\{ \left(\frac{\delta Q}{\delta V \delta t} \right) - \langle \frac{\delta Q}{\delta V \delta t} \rangle \right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

здесь скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение поперек кюветы.

Таким образом, в основном объеме кюветы (вне узких краевых областей) продольная скорость газа практически поперечно однородна, а поперечная скорость определяется разностью между локальным энерговыкладом и поперечно усредненным энерговыкладом. Это расщепление двумерного течения на два квазиодномерных, продемонстрированное в работах [3,4] на частном примере потока газа, набегающего „из бесконечности“ на область энерговыклада, в действительности справедливо для течений в прокачных кюветах с любыми граничными условиями (как на входе, так и выходе).

Обсуждение граничных условий

Общее решение (8), (9) применимо как к герметичным, так и к прокачным кюветам. Формальное различие состоит лишь в том, что если для герметичных кювет $U_0 = 0$, то в прокачных кюветах двумерное движение, описываемое решением (8), (9), накладывается на общее течение прокачиваемого газа. Такая аддитивность поля скоростей обусловлена тем, что уравнение для потенциала скоростей в рассматриваемой газодинамической модели является линейным.

Для герметичных кювет граничные условия по оси x ставятся просто

$$u_n(0) = u_n(L) = 0, \quad (18)$$

откуда, согласно (10),

$$\begin{aligned} B_n &= \frac{\Psi_n + \Xi_n \exp(-a_n L)}{1 - \exp(-2a_n L)} \approx \Psi_n, \\ H_n &= -\frac{\Xi_n + \Psi_n \exp(-a_n L)}{1 - \exp(-2a_n L)} \approx -\Xi_n \end{aligned} \quad (19)$$

в согласии с (12). При этом, согласно (13),

$$\begin{aligned} w_n(0) &\approx \frac{1}{2} (B_n + \Psi_n) = \Psi_n \approx \frac{g_n(0)}{a_n}, \\ w_n(L) &\approx \frac{1}{2} (\Xi_n - H_n) = \Xi_n \approx \frac{g_n(L)}{a_n}. \end{aligned} \quad (20)$$

Теоретически такие же условия можно поставить и для течения в прокачной кювете; при этом течение сразу приобретает квазиодномерный характер (16), (17). Таким образом, если продольная скорость поперечно однородна на входе, то она остается поперечно однородной и далее вниз по потоку по всей длине кюветы (за исключением узкой области на выходе из кюветы, где возможна перестройка течения, связанная с граничными условиями на выходе). Однако такие „квазигерметичные“ условия имеют искусственный характер.

Казалось бы, на входе в кювету естественно задать „нулевые“ граничные условия

$$u_n(0) = w_n(0) = 0, \quad (21)$$

соответствующие невозмущенному потоку газа. Согласно (12), (13), это возможно лишь, если $\Psi_n = 0$ (при этом и $B_n = 0$). В этом случае $g_n(x) = 0$ (энерговыклад поперечно однороден), поперечная скорость равна нулю, согласно (17), и течение имеет одномерный характер.

Таким образом, постановка граничных условий в прокачных кюветах нуждается в особом обсуждении. В работах [3,4] рассматривался поток газа, набегающий на область энерговыклада „из бесконечности“, нулевые граничные условия (21) становились при $x \rightarrow -\infty$, а константы A_n и B_n определялись путем сопряжения (стыковки) решений для областей $x < 0$ и $x > 0$. Решение в области $x < 0$ (где энерговыклад отсутствует) может быть получено в виде, аналогичном (6), (7),

$$u_n(x) = \frac{1}{2} [C_n \exp(a_n x) + D_n \exp(-a_n x)],$$

$$w_n(x) = \frac{1}{2} [-C_n \exp(a_n x) + D_n \exp(-a_n x)], \quad (22)$$

причем следует положить $D_n = 0$, чтобы при $x \rightarrow -\infty$ распределение скорости сводилось к однородному профилю $u(x \rightarrow -\infty) = U_0$, $w(x \rightarrow -\infty) = 0$. Сопряжение (22) с (12), (13) при $x = 0$ дает

$$B_n = 0, \quad C_n = -\Psi_n. \quad (23)$$

Константы H_n можно определить, предположив, что кювета за пределами действия энерговыклада (при $x > L$) также простирается „на бесконечность“. Решение в этой области (при $x \rightarrow +\infty$) можно записать в виде, аналогичном (22),

$$u_n(x) = \frac{1}{2} [E_n \exp[a_n(x - L)] + F_n \exp[-a_n(x - L)]],$$

$$w_n(x) = \frac{1}{2} [-E_n \exp[a_n(x - L)] + F_n \exp[-a_n(x - L)]],$$

причем следует положить $E_n = 0$, что следует из условия ограниченности решения на бесконечности. Производя

сопряжение с (12), (13) при $x = L$, получаем

$$H_n = 0, \quad F_n = \Xi_n.$$

Это решение интересно тем, что невозмущенный профиль скорости начинает деформироваться еще на подходе к области энерговклада: в дозвуковом потоке всякое изменение условий течения в канале ощущается заранее. С другой стороны, вдали от кюветы (при $x \rightarrow +\infty$) из всех изменений скорости, приобретенных газом в области энерговклада, остается лишь увеличенная поперечно однородная продольная скорость. Все двумерные эффекты исчезают после выхода из области действия энерговклада на расстоянии порядка ширины канала. Конечно, эти выводы справедливы лишь в рамках исходных приближений (потенциальное течение). В действительности, наличие продольного градиента давления приведет к поперечной стратификации продольной скорости течения газа.

Рассмотренную стыковку области энерговклада с „пустыми“ областями можно назвать „мягкими“ граничными условиями, поскольку скорость газа на входе в кювету (и выходе из нее) не задается жестко, а определяется сопряжением с решениями в других областях.

Однако такое решение проблемы постановки граничных условий в прокачных кюветах не является единственно возможным. Непосредственно перед областью энерговклада (и сразу после нее) могут находиться устройства, жестко формирующие другие граничные условия (например, охлаждающие газ радиаторы, состоящие из набора параллельных пластин [1]). Решение уравнения (3) в том виде ((8)–(13)), в каком оно получено в данной работе, позволяет учесть любое влияние на скорость газа как на входе в кювету, так и на выходе из нее.

Так, для радиаторов с узкими щелями можно полагать, что скорость газа на выходе из радиатора (и на входе в следующий радиатор) имеет только продольную компоненту, поперечная скорость равна нулю $w_n(0) = w_n(L) = 0$. Тогда из (12), (13) следует, что

$$B_n = -\Psi_n, \quad H_n = \Xi_n, \quad (24)$$

при этом

$$\begin{aligned} u_n(0) &\approx \frac{1}{2} (B_n - \Psi_n) = -\Psi_n \cong -\frac{g_n(0)}{a_n}, \\ u_n(L) &\approx \frac{1}{2} (\Xi_n + H_n) = \Xi_n \cong \frac{g_n(L)}{a_n}. \end{aligned} \quad (25)$$

Эти граничные условия противоположны „квазигерметичным“ условиям (18)–(20).

Случай продольно однородного энерговклада

Проиллюстрируем влияние рассмотренных выше трех типов граничных условий на примере простого и наглядного случая, когда энерговклад продольно однороден в

пределах лазерной кюветы $G = G(y)$ и равен нулю за ее пределами. При этом

$$g_n(x) = \begin{cases} g_n = \text{const}, & 0 < x < L, \\ 0, & x < 0, x > L, \end{cases} \quad (26)$$

поскольку давление однородно. Для расчета распределения скорости можно использовать формулы (14), (15), которые в этом случае являются не приближенными, а точными. Ограничимся областью у входа в кювету, поскольку за пределами этой области влияние „входных“ граничных условий не ощущается, а картина течения у выхода из кюветы будет симметричной. Тогда

$$\begin{cases} u_n(x) \approx \frac{1}{2} B_n \exp(-a_n x) - \frac{g_n}{2a_n} \exp(-a_n x), \\ w_n(x) = \frac{1}{2} B_n \exp(-a_n x) + \frac{g_n}{2a_n} [2 - \exp(-a_n x)], \end{cases} \quad 0 < x \sim h \ll L,$$

при этом

$$\Psi_n = \Xi_n \approx \frac{g_n}{a_n}.$$

Тогда для „квазигерметичных“ граничных условий (18)–(20)

$$u_n \approx 0, \quad w_n = \frac{g_n}{a_n}, \quad 0 < x \sim h \ll L,$$

в этом случае поперечная скорость вообще не зависит от продольной координаты

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{g_n}{a_n} \sin(a_n y) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} g_n \cos(a_n y) = G(y) - \langle G(y) \rangle. \end{aligned}$$

Для „мягких“ граничных условий (23)

$$u_n(x) \approx -\frac{g_n}{2a_n} \exp(-a_n x),$$

$$w_n(x) = \frac{g_n}{2a_n} [2 - \exp(-a_n x)], \quad 0 < x \sim h \ll L,$$

при этом

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial y} \Big|_{x=0} &= \frac{\partial}{\partial y} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{g_n}{2a_n} \sin(a_n y) \\ &= \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} g_n \cos(a_n y) = \frac{1}{2} [G(y) - \langle G(y) \rangle], \end{aligned}$$

поперечная скорость на входе составляет ровно половину от своего предельного значения (17) на удалении от входа.

Наконец, для „продольных“ граничных условий (24), (25)

$$u_n(x) \approx -\frac{g_n}{a_n} \exp(-a_n x),$$

$$w_n(x) = \frac{g_n}{a_n} [1 - \exp(-a_n x)], \quad 0 < x \sim h \ll L,$$

поперечная скорость на входе равна нулю.

Заключение

Двумерное распределение скорости газа в прокачных кюветах лазеров с ядерной накачкой при невысоких энерговыкладах, полученное ранее [3,4] для частного вида граничных условий на входе, обобщено на случай произвольных граничных условий как на входе, так и на выходе. Рассмотрено три типа граничных условий: „квазигерметичные“, „мягкие“ (сопряженные) и „продольные“; последний тип является наиболее адекватным, если перед входом в кювету (и после выхода из нее) расположены радиаторы, охлаждающие газ. Условия на входе и условия на выходе можно ставить независимо друг от друга, произвольно сочетая разные типы условий.

Показано, что влияние граничных условий ограничено небольшими областями у входе в кювету и выхода из нее. Продольный размер этих областей примерно равен ширине канала. Вне этих краевых областей двумерное течение расщепляется на два квазиодномерных, как это было продемонстрировано в работах [3,4] для частного вида граничных условий.

Список литературы

- [1] Боровков В.В., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А. и др. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. № 12. С. 1187–1191.
- [2] Montierth L.M., Neuman W.A., Nigg D.W., Merrill B.J. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 10. P. 6776–6788.
- [3] Матьев В.Ю. // ЖТФ. 2003. Т. 73. № 3. С. 28–35.
- [4] Матьев В.Ю. // Сб. докл. Второй конф. „Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой“. Арзамас-16: ВНИИЭФ, 1995. Т. 1. С. 430–442.
- [5] Матьев В.Ю., Боровков В.В., Мельников С.П. // ЖТФ. 2001. Т. 71, № 1. С. 79–85.
- [6] Torczynski J.R. // J. Fluid. Mech. 1989. Vol. 201. P. 167–188.