

07;12
©1994 г.

ДОППЛЕРОВСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ СКОРОСТИ НА ОСНОВЕ ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА

А. В. Маругин

Проведены исследования когерентного доплеровского измерителя скорости на базе полупроводникового лазера. Для регистрации скорости объекта в диапазоне 0.1–1000 см/с в схеме используется эффект гомодинного смещения внутренне-го оптического поля лазера и сигнала, отраженного с задержкой от движущейся мишени. Получены экспериментальные зависимости НЧ доплеровской компоненты в излучении от параметров лазерного пучка и условий внешнего отражения.

В последнее время все большее распространение при решении задачи точного измерения локальной скорости потоков жидкостей и газов получили лазерные доплеровские измерительные системы [1–3]. Подобные схемы свободны от недостатков традиционных термоанемометрических методов исследований и позволяют осуществлять эффективное бесконтактное измерение скорости исследуемого потока и содержащихся в нем неоднородностей. Частота доплеровского смещения линейно связана с измеряемой скоростью, которая, таким образом, легко устанавливается без дополнительной градуировки через частоту сдвига, длину волны излучателя и угловые параметры оптической схемы. Традиционные схемы, применяемые для доплеровской велосимметрии и использующие полупроводниковый лазер в качестве излучателя, основаны на оптическом гетеродинировании сигнала смещения на внешнем элементе сравнения [4,5], что обуславливает относительную технологическую сложность оптической части этих систем. Высокий коэффициент усиления в активной среде полупроводникового лазера позволяет применить для регистрации слабого сигнала, отраженного от движущегося объекта, схему гомодинного смещения оптических волн непосредственно в активном слое излучателя [6]. Реализация такой схемы с регистрацией амплитудной компоненты излучения, содержащей информацию о доплеровском сдвиге, с заднего торца лазерного диода устраняет необходимость стабильного опорного сигнала, существенно упрощает оптическую юстировку системы и позволяет повысить чувствительность по сравнению со схемами гетеродинной обработки [7].

В данной работе рассмотрены основные характеристики лазерного доплеровского измерителя скорости на базе отечественного серийно-

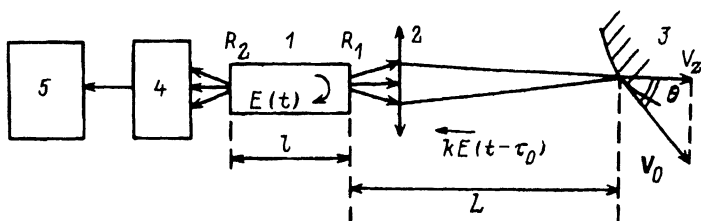


Рис. 1.

го лазерного диода, излучающего на длине волны $\lambda = 850$ нм и проанализированы основные физические механизмы, обуславливающие эффективность применения рассмотренной схемы. Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Излучение полупроводникового GaAlAs непрерывного лазера 1 после короткофокусного объектива 2 фокусировалось встыжку на поверхности движущегося объекта 3. В качестве диффузно рассеивающей мишени использовался вращающийся диск с шероховатой поверхностью. Отраженный сигнал, смещенный по частоте на доплеровскую компоненту $\omega_g = 4\pi V_z/\lambda$, где $V_z = |V_0| \cdot \cos \theta$ — продольная компонента скорости объекта, возвращался на излучающую апертуру, после чего взаимодействовал с внутренним полем в активном слое лазерного диода. В результате нелинейного смешения полей в амплитудном радиочастотном спектре появляется компонента, соответствующая доплеровской частоте ω_g , которая регистрируется фотоприемником 4 с заднего зеркала резонатора R_2 и поступает на дальнейшую обработку в систему регистрации 5. Для анализа НЧ доплеровской компоненты использовались широкополосный НЧ усилитель, анализатор спектра и селективный микровольтметр. На рис. 2 представлены типичные экспериментальные характеристики. На примере одного из использованных излучателей показаны ватт-амперная характеристика P_{Σ} , зависимость абсолютного уровня амплитудных флуктуаций на частоте $f = 50$ кГц (А), а также зависимость уровня доплеровского сигнала от уровня накачки S ($L = 30$ см). Пороговый ток излучателя составлял $I_{\text{п}} \sim 30-33$ мА. Значение спектральной плотности флуктуаций мощности является по существу нижним пределом для уровня регистрируемого на данной частоте доплеровского сигнала, т.е. определяет чувствительность данной системы. Наблюдаемый на рис. 2 быстрый рост уровня доплеровского сигнала в околороговой области соответствует формированию одночастотного когерентного излучения с ростом тока при $I \geq I_{\text{п}}$. На рис. 3 представлена зависимость уровня доплеровской компоненты в радиоспектре излучения ($f = 50$ кГц) в зависимости от расстояния до объекта для разных уровней накачки инжекционного лазера. Графики показывают наличие двух характерных участков представленной зависимости: относительное слабое падение уровня сигнала при удалении объекта в пределах длины когерентности излучения, а затем резкое снижение чувствительности схемы. Количественные оценки показывают, что при высоких уровнях накачки и небольших L уровень отметки, соответствующий доплеровскому сигналу, превышает уровень флуктуаций интенсивности излучения на величину $\sim 35-40$ дБ. При этом сигнал носит стохастический характер и не коррелирован с фазой зондирующей волны.

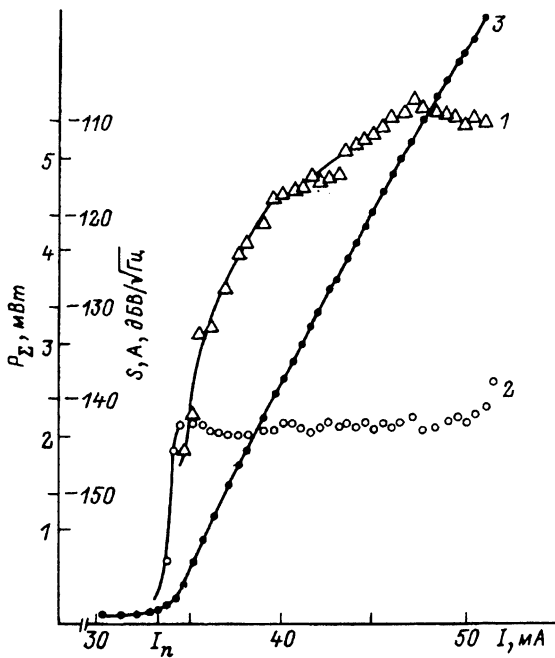


Рис. 2. Зависимость уровня доплеровского сигнала S (1) и спектральной плотности флуктуаций мощности излучателя (2) от уровня накачки (I) (3 — ватт-амперная характеристика).

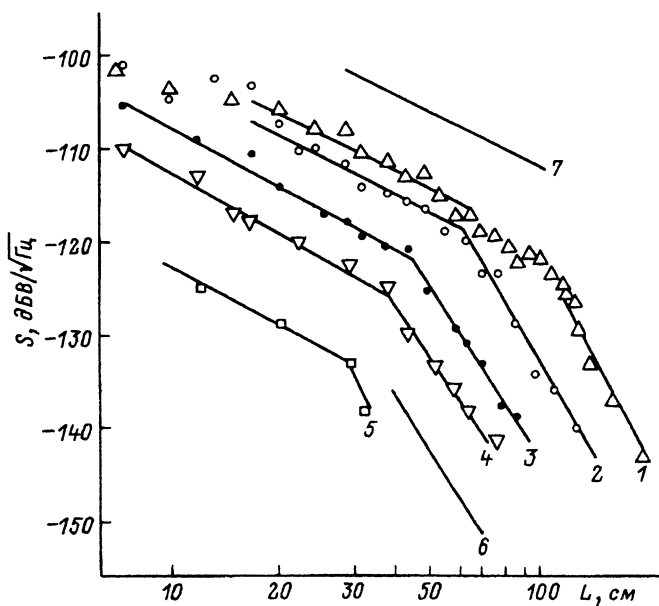


Рис. 3. Зависимость доплеровского сигнала S от расстояния до объекта L при разных уровнях накачки.

1 — $I = 47$, 2 — 45, 3 — 41, 4 — 38, 5 — 35 мА, 6 — зависимость $S \sim L^{-6}$, 7 — зависимость $S \sim L^{-2}$.

По своим характеристикам рассмотренный случай аналогичен излучению инжекционного лазера со слабым внешним резонатором. Такая система описывается уровнем для поля следующего вида [8]:

$$\dot{\beta}(t) = \left[i\omega_0 + \frac{\Delta G}{2}(1 - i\alpha) \right] \beta(t) + k\beta_g(t - \tau_0). \quad (1)$$

Здесь $\beta(t) = E(t) \cdot \exp\{i\omega t + i\Phi(t)\}$ — электрическое поле волны генерации; $\beta_g(t - \tau_0) = E(t - \tau_0) \exp\{i(\omega + \omega_g)t - i\omega\tau_0 - i\omega_g \frac{\tau_0}{2} + i\Phi(t - \tau_0)\}$ — отраженная волна; ω_0 — частота моды собственного резонатора лазера; $\Delta G/2$ — вариация усиления за счет внешнего сигнала; α — параметр уширения линии; τ_0 — время запаздывания, соответствующее двойному пробегу во внешнем плече резонатора; k — параметр обратной связи [8],

$$k = \frac{1 - R_1}{\tau_s} \sqrt{\frac{R_3}{R_1}}, \quad (2)$$

где R_3 — коэффициент диффузного отражения от мишени, R_1 — коэффициент отражения лазерной грани по мощности, τ_s — время пролета в собственном резонаторе излучателя.

После разделения вещественной и мнимой частей в уравнении (1) получим

$$\dot{E}(t) = \frac{\Delta G}{2} E(t) + kE(t - \tau_0) \cos(\omega_g t - \varphi + \Delta\Phi),$$

$$\dot{\Phi}(t) = (\omega_0 - \omega) + \frac{\Delta G}{2} \alpha + k \frac{E(t - \tau_0)}{E(t)} \sin(\omega_g t - \varphi + \Delta\Phi), \quad (3)$$

где

$$\varphi = \omega\tau_0 + \omega_g\tau_0/2; \quad \Delta\Phi = \Phi(t - \tau_0) - \Phi(t). \quad (4a)$$

В приближении стабильного поля

$$E(t - \tau_0) - E(t) = \dot{E}\tau_0 \ll E(t), \quad (4b)$$

что вполне справедливо для реальных лазерных излучателей, работающих в устойчивом одночастотном режиме.

Тогда, учитывая, что для мощности излучения $\dot{P} = 2|E|\dot{E}$, получим

$$\dot{P} = 2kP \left[\frac{\Delta G}{2k} + \cos(\omega_g t - \varphi) \cos(\dot{\Phi}\tau_0) - \sin(\dot{\Phi}\tau_0) \sin(\omega_g t - \varphi) \right]. \quad (5)$$

При работе схемы с внешней мишенью, удаленной от лазера на расстоянии L , не превышающее длины когерентности излучателя, выполняется

$$\dot{\Phi}\tau_0 < 1 \quad (6a)$$

и

$$\dot{P} = 2kP \left[\frac{\Delta G}{2k} + \cos(\omega_g t - \varphi) - \dot{\Phi}\tau_0 \sin(\omega_g t - \varphi) \right]. \quad (6b)$$

Таким образом, при взаимодействии внутррезонаторного поля с внешним сигналом от объекта, расположенного в пределах длины когерентности излучающей моды ($\dot{\Phi}\tau_0 \rightarrow 0$), в НЧ области формируется спектральная компонента

$$S(\Omega) \sim k^2 P^2 \cdot \delta(\omega_g - \Omega), \quad (7)$$

$S(\Omega)$ — спектральная плотность мощности излучения.

Следует отметить, что поскольку угловые характеристики внешнего сигнала, содержащего доплеровскую составляющую, определяются в основном апертурой оптического согласующего элемента 2 (рис. 1), то параметр обратной связи $k \sim L^{-1}$ (так как $R_3 \sim d^2/L^2$, где d — диаметр короткофокусной линзы). Это приводит к зависимости $S_g(\Omega) \sim L^{-2}$, что и наблюдается на относительно небольших расстояниях L (рис. 3). Что касается зависимости доплеровского сигнала от мощности излучения, то здесь приходится учитывать два фактора: во-первых, развитие центральной моды излучения с ростом накачки идет по закону, отличному от прямопропорциональной зависимости $P_\Sigma \sim (I - I_n)$, наблюдаемой для суммарного излучения. Особенно быстро происходит рост интенсивности доминирующей моды в припороговом диапазоне, что и отражает резкое нарастание доплеровского сигнала, показанное на рис. 2. Во-вторых, этому увеличению способствует также быстрое нарастание степени когерентности излучения

$$l_{\text{ког}} = \frac{c}{\pi \Delta\nu_n},$$

где $\Delta\nu_n$ — ширина линии излучения, c — скорость света.

Если на пороге генерации $\Delta\nu_n$ составляет $\sim 2-5$ ГГц и соответствующие значения длины когерентности $l_{\text{ког}}$ лежат в пределах нескольких см, то при $I \approx 1.2-1.3I_n$ ширина линии исследованных образцов достигает величины $\Delta\nu_n \sim 50-100$ МГц и область эффективного взаимодействия с внешним сигналом расширяется до нескольких м. Совокупное влияние этих двух факторов приводит к быстрому нарастанию на фоне амплитудного шума сигнала на доплеровской частоте $S_g \sim (I - I_n)^{4-5}$ (рис. 2). Затем в пределах стабилизации одночастотного развитого режима генерации уровень S_g зависит от мощности генерирующей моды $S_g \sim (I - I_n)^2$, так как $P \sim (I - I_n)$. Этот режим и является наиболее эффективным с точки зрения практических применений представленной системы в отличие от данных, приведенных в работе [7], где в условиях принудительного сужения линии излучения внешним резонатором отмечается преимущество припорогового режима. При относительно высоких уровнях накачки $I \geq 1.4I_n$ замедляется, а затем и прекращается рост мощности моды и сигнал стабилизируется на отметке, превышающей уровень шума на 30-40 дБ. Исходя из результатов экспериментальных исследований и геометрических особенностей схемы, можно рассчитать чувствительность системы при регистрации внешнего сигнала. Для работы в зоне когерентности оптической волны можно обеспечить выделение сигнала на частоте сдвига при отраженной мощности на объективе $P_{\text{отр}} = P \cdot R_3 \lesssim 40$ пВт. При этом нижний предел

обусловлен собственными шумами интенсивности лазерного излучателя, которые в свою очередь могут отличаться на 1–2 порядка даже для технологически одинаковых образцов. Снижение уровня шума излучения представляет собой самостоятельную задачу, эффективное решение которой позволит добиться выделения доплеровского сигнала еще большей чувствительности. Обращает на себя внимание и тот факт, что, как это видно из рис. 3, $S_g(\Omega)$ фиксируется и за пределами диапазона $L \lesssim l_{\text{ког}}/2$. Хотя закон спадаения уровня сигнала $S_g(L)$ близок к экспоненциальному, оценки, проведенные с учетом соотношений (4), (5) и полученных экспериментальных данных, показывают возможность надежного выделения сигнала при $L \sim 1.5-2l_{\text{ког}}$.

Таким образом, представленная система позволяет фиксировать смещенный на доплеровскую частоту отраженный сигнал на расстоянии $L \gtrsim 1-2$ м при использовании серийного одночастотного излучателя в свободном режиме в диапазоне частот $\Delta f \sim 100$ Гц–200 КГц, что соответствует диапазону скоростей объекта до ~ 10 см/с. Этот диапазон может быть существенно расширен простой заменой фотоприемника на более широкополосный. Теоретический предел фиксируемых частот определяется внутренней динамикой самого излучателя и временем задержки излучения во внешнем плече и составляет $\gtrsim 10^8$ Гц. Однако реальные ограничения наступают значительно раньше по частоте и связаны с падением чувствительности фотоприемника и ограничением на амплитуду сигнала с ростом частоты, вытекающим из рассмотренной теоретической модели. Проведенные нами измерения показывают, что при $f_g \sim 1$ МГц максимальный уровень отношения сигнал/шум снижается до отметки 5–10 дБ при условии сохранения оптимальных характеристик излучателя.

В целом можно отметить, что высокая оптическая чувствительность данного метода детектирования позволяет использовать в качестве объекта исследования не только сосредоточенные и конденсированные отражающие среды, но и плотные аэрозольные потоки. Простота оптической юстировки и экономичность схемы доплеровского велосиметра на базе полупроводникового лазера дают большие преимущества данного метода бесконтактной диагностики и предопределяют широкие возможности его практического применения.

Список литературы

- [1] *Sriram P., Hanagud S. et al. // Appl. Opt. 1990. Vol. 29. N 16. P. 2409–2417.*
- [2] *Азманов С.А., Гордуюенко В.М. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991. Т. 55. № 2. С. 194–199.*
- [3] *Wernet M.P., Edwards R.V. // Appl. Opt. 1990. Vol. 29. N 23. P. 3399–3417.*
- [4] *Dopheide D., Strunck V., Pfeifer H.J. // Exp. Fluids. Vol. 9. N 6. P. 309–316.*
- [5] *Jentink H.W., Helsdingen M.A. et al. // Int. J. Optoelectron. 1989. Vol. 4. N 5. P. 405–414.*
- [6] *Shinohara S., Mochizuki A. et al. // Appl. Opt. 1986. Vol. 25. N 9. P. 1417–1419.*
- [7] *De Groot P.J., Gallatin G.H. // Opt. Lett. 1989. Vol. 14. N 3. P. 165–167.*
- [8] *Lang R., Kobayashi K. // IEEE J. Quant. Electron. 1980. Vol. 16. N 3. P. 347–355.*

Нижегородский университет
им. Н.И.Лобачевского

Поступило в Редакцию
28 апреля 1993 г.