

Высокотемпературная плазма, сформированная на свободной поверхности жидкости фемтосекундным лазерным излучением

Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, П.М.Михеев, А.Б.Савельев, Д.С.Урюпина

Показано, что плазма, сформированная в вакууме на свободной поверхности жидкости (вакуумное масло VM-1) фемтосекундным лазерным излучением с интенсивностью свыше 10^{16} Вт/см², имеет параметры, которые аналогичны параметрам высокотемпературной плазмы, созданной на поверхности твердотельной мишени. Температура горячих электронов (по результатам рентгеновских и ионных времяпролетных измерений) составляет 6 ± 3 кэВ для мишени из масла VM-1 и 4 ± 1 кэВ для мишени из кристаллического кремния. Оптическая диагностика релаксации поверхности жидкой мишени показала, что предельная частота следования лазерных импульсов, обеспечивающая взаимодействие с невозмущенной поверхностью жидкости, может достигать 10 Гц.

Ключевые слова: высокотемпературная фемтосекундная лазерная плазма, рентгеновское излучение, ионные токи.

1. Введение

Плазма, создаваемая высокоинтенсивным фемтосекундным лазерным излучением, является уникальным источником широкополосного некогерентного рентгеновского излучения, быстрых электронов и ионов [1, 2]. К настоящему моменту накопился достаточно большой экспериментальный материал по параметрам фемтосекундной лазерной плазмы, которая получается при облучении мишеней различного типа: твердотельных [3], пористых [4], «кластеров» [5] и т. д.

Относительно недавно появились работы по формированию плазмы при взаимодействии интенсивного фемтосекундного лазерного излучения с веществом в жидкой фазе. В подавляющем большинстве этих работ в качестве мишени использовались струи различных жидкостей: раствора нитрата меди или этиленгликоля [6], жидкого галлия [7] и азота [8]. В то же время большой интерес с точки зрения простоты экспериментальной реализации представляет использование в качестве мишени свободной поверхности жидкости, что позволяет работать с неподвижной мишенью. Нам известны лишь две работы [9, 10], в которых измерялся спектр жесткого рентгеновского излучения лазерной плазмы, сформированной сверхинтенсивным фемтосекундным лазерным излучением на свободной поверхности жидкой ртути и воды. Причем в последней работе эксперименты проводились в воздухе при атмосферном давлении, что, по-видимому, существенно снижало эффективность генерации рентгеновского излучения из-за неизбежных потерь в результате ионизации приповерхностного воздушного слоя. Существует также ряд работ по изучению плазмы, которая возникает на поверхности жидкости при воздействии пикосекундными и фемтосекундными импульсами с интенсивно-

стью до 10^{13} Вт/см² [11, 12], а также по наблюдению ударных волн, образующихся в области пробоя [13].

Определенная сложность постановки экспериментов по взаимодействию интенсивного фемтосекундного лазерного излучения со свободной поверхностью жидкости в вакууме заключается в выборе объекта исследований. Для создания на поверхности мишени высокотемпературной лазерной плазмы и последующей эффективной генерации жесткого рентгеновского излучения в диапазоне свыше 2 кэВ необходимо обеспечить интенсивность лазерного излучения свыше 10^{16} Вт/см². Для этого, во избежание самовоздействия лазерного излучения и пробоя приповерхностного газового слоя, жидкость должна обладать малым давлением насыщенных паров. Немаловажной характеристикой жидкости является также вязкость, которая определяет скорость релаксации ее поверхности после взаимодействия с лазерным импульсом. Этот момент становится принципиально важным при использовании в экспериментах лазерных систем, работающих в импульсно-периодических режимах. Перечисленным выше условиям удовлетворяют металлы в жидкой фазе (галлий, ртуть), некоторые сплавы (например, свинец с висмутом) и вакуумные масла.

Целью данной работы является исследование свойств высокотемпературной плазмы, сформированной фемтосекундным лазерным излучением на свободной поверхности жидкости (вакуумное масло).

2. Экспериментальная установка

Высокотемпературная плазма создавалась на поверхности мишени излучением фемтосекундной лазерной системы на красителях [4]. При фокусировке безаберрационным объективом фемтосекундного лазерного излучения (р-поляризация, 200 фс, 0.3 мДж, контраст по интенсивности $\sim 10^5$, угол падения излучения на мишень 45°) на поверхности мишени достигалась интенсивность $\sim 2 \times 10^{16}$ Вт/см². Схема эксперимента представлена на рис.1. Кювета диаметром 3 см со слоем вакуумного масла VM-1 толщиной 5 мм находится в вакуумной камере.

Р.В.Волков, В.М.Гордиенко, П.М.Михеев, А.Б.Савельев, Д.С.Урюпина. Международный учебно-научный лазерный центр и физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: urupina@femtorsv.phys.msu.ru

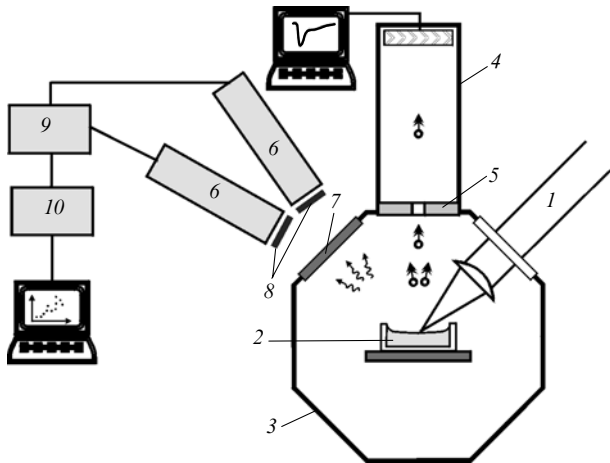


Рис.1. Схема эксперимента:

1 – лазерное излучение; 2 – мишень (вакуумное масло VM-1); 3 – вакуумная камера; 4 – времяпролетный детектор; 5 – диафрагма с отверстием диаметром 2 мм; 6 – рентгеновский детектор; 7 – бериллиевый фильтр; 8 – сменные полосовые фильтры; 9 – зарядочувствительный усилитель; 10 – аналогово-цифровой преобразователь.

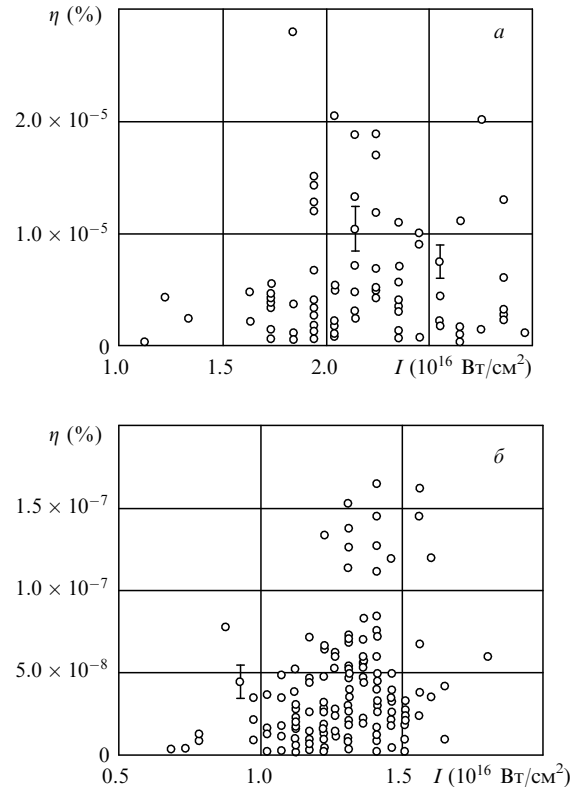
Масло VM-1 по своему химическому составу состоит из смеси парафиновых, нафтеновых, ароматических углеводородов и асфальто-смолистых веществ. Давление насыщенных паров масла составляет порядка 10^{-7} Тор, кинематическая вязкость равна $0.7 \text{ см}^2/\text{с}$.

С целью определения параметров плазмы проводились измерения выхода жесткого рентгеновского излучения и ионных времяпролетных спектров. Для проведения времяпролетных измерений с помощью микроканальной пластины (МКП) шевронного типа использовалась дифференциальная откачка времяпролетного детектора до 10^{-5} Тор при давлении в камере 10^{-4} Тор. Выход жесткого рентгеновского излучения в спектральные диапазоны с энергией более 8, 10 и 25 кэВ измерялся с помощью двух детекторов на базе ФЭУ-119 со сцинтилляторами NaI(Tl), перед которыми ставились различные наборы полосовых фильтров состава 200 мкм Al+100 мкм Be, 400 мкм Al+100 мкм Be и 100 мкм Al+100 мкм Be+39 мкм Ta. Точная фокусировка лазерного излучения на поверхность мишени также осуществлялась по измерению выхода рентгеновского излучения из плазмы.

3. Экспериментальные результаты

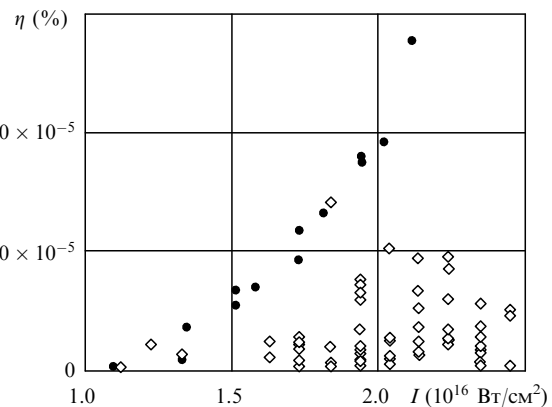
Результаты измерений выхода жесткого рентгеновского излучения из плазмы в различные спектральные диапазоны приведены на рис.2. Наблюдается большой разброс значений выхода рентгеновского излучения при одной и той же интенсивности лазерного излучения. На наш взгляд, это может быть связано с процессом локального образования новых продуктов химических реакций на поверхности масла после воздействия лазерного выстрела, когда следующий лазерный импульс взаимодействует уже не с маслом, а с его модификацией.

Сравнительные данные для выхода рентгеновского излучения, полученные на мишенях из кристаллического кремния и вакуумного масла VM-1, в диапазон энергии кванта свыше 10 кэВ приведены на рис.3. Выход рентгеновского излучения для кремния приблизительно в 8 раз превышает выход рентгеновского излучения из масла. Поскольку этот параметр зависит от атомного но-

Рис.2. Зависимости выхода рентгеновского излучения η в спектральные диапазоны свыше 10 (а) и 25 кэВ (б) от интенсивности лазерного импульса I .

мера вещества как $Z^{3/2}$ [14], то по отношению выходов рентгеновского излучения для кремния и масла можно оценить эффективный атомный номер Z_{eff} вещества масла VM-1. Из данных рис.3 рассчитывается значение $Z_{\text{eff}} \sim 3 \pm 1$, что соответствует химическому составу масла из парафиновых C_nH_{2n+1} , нафтеновых C_nH_{2n+2} и ароматических C_nH_{2n-6} углеводородов (концентрация асфальтенов в нем мала). Таким образом, эффективность генерации жесткого рентгеновского излучения в плазме на поверхности жидкой мишени существенно не отличается от случая твердотельной мишени.

Измерения выхода рентгеновского излучения в два различных спектральных диапазона позволяют оценить температуру горячих электронов плазмы в каждом лазерном импульсе на основе модифицированного метода

Рис.3. Выход рентгеновского излучения η из кристаллического кремния (●) и вакуумного масла VM-1 (◇) в спектральный диапазон свыше 10 кэВ.

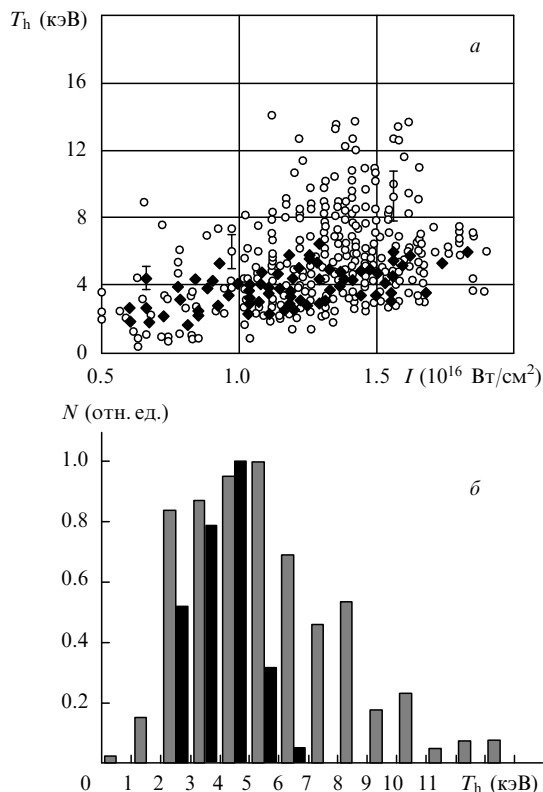


Рис.4. Зависимость температуры горячих электронов T_h от интенсивности лазерного импульса I (а) и распределение температуры электронов по экспериментальным реализациям (б), черные столбики – кремний, серые – вакуумное масло VM-1.

полосовых фильтров [14, 15]. Результат обработки экспериментальных данных представлен на рис.4, и для сравнения там же приведены данные для мишени из кристаллического кремния. Температура электронов плазмы, которая образуется на поверхности жидкости, в среднем превышает температуру электронов в плазме, соответствующей твердотельным мишеням. Так, при интенсивности лазерного импульса $1.3 \times 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ температура электронов в плазме на поверхности жидкости составляет $6 \pm 3 \text{ кэВ}$, а в случае плазмы на поверхности кристаллического кремния – $4 \pm 1 \text{ кэВ}$.

Мы также исследовали параметры высокотемпературной плазмы, формируемой на свободной поверхности жидкости, используя технику ионных времяпролетных измерений. На рис.5 приведены типичные зависимости от времени ионного тока плазмы, образующейся как на поверхности масла VM-1, так и на поверхности кристаллического кремния. Экстремумы ионных токов соответствуют прилету на детектор протонов [16] и практически совпадают, что свидетельствует об одинаковых температурах горячей электронной компоненты плазмы в этих двух случаях.

Стоит отметить разное поведение задних фронтов ионных токов. В случае мишени из кристаллического кремния сигнал соответствует атомам кремния, имеющим меньшее отношение Z/M по сравнению с углеродом, который составляет основу вакуумного масла. Следовательно, атомы кремния позже попадают во времяпролетный детектор. Кроме того, из ионных токов плазмы можно, на основе одномерной модели гидродинамического разлета плазмы, оценить температуру горячих электронов в плазме [15]. Оценки, полученные с по-

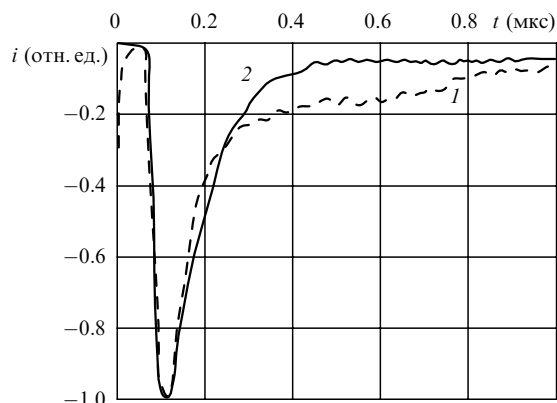


Рис.5. Зависимости ионных токов i от времени для мишеней из кристаллического кремния (1) и масла VM-1 (2).

мощью данной методики, в пределах погрешности согласуются с оценками, полученными по выходу рентгеновского излучения. Так, температура электронов, оцененная в одном лазерном импульсе по выходу рентгеновского излучения, составила $4 \pm 1 \text{ кэВ}$, а по ионным токам – $3.5 \pm 1 \text{ кэВ}$.

Для оценки предельной частоты следования высокочастотных фемтосекундных лазерных импульсов были проведены эксперименты по определению времени релаксации поверхностных колебаний жидкости. Для этой цели использовалась схема наблюдения отражения пробного излучения He-Ne-лазера от поверхности мишени после ее облучения фемтосекундным лазерным импульсом (рис.6). В используемой схеме фемтосекундный импульс и зондирующий пучок распространялись соосно друг с другом. Для этого пучок зондирующего лазера заводился с обратной стороны зеркала с отверстием, высверленным под углом в 45° , а основной пучок падал на зеркало под углом 45° .

Для наблюдения динамики отражения пробного излучения от поверхности мишени использовался ФЭУ. Поскольку излучение фемтосекундного импульса имело в середине пучка минимум интенсивности (перед попаданием на мишень оно отражалось от зеркала 3 с отверстием), то на ФЭУ через диафрагму 8 попадало только отраженное от поверхности мишени излучение He-Ne-лазера. Сигнал с ФЭУ поступал на цифровой осциллограф и оцифровывался с временными разрешениями 41 мкс, 1.3 мкс и 20 нс. На рис.7 представлена временная зависи-

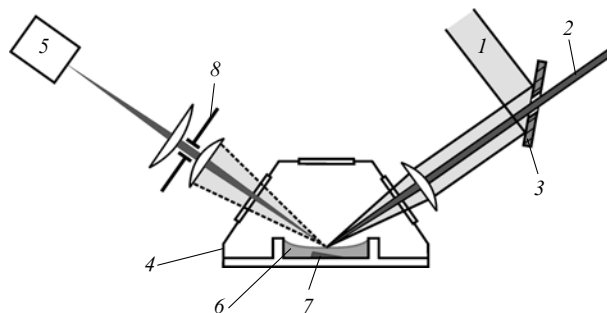


Рис.6. Схема оптической диагностики поверхности жидкости: 1 – фемтосекундное излучение; 2 – излучение зондирующего He-Ne-лазера; 3 – зеркало с отверстием под углом 45° к его поверхности; 4 – вакуумная камера; 5 – ФЭУ; 6 – мишень (вакуумное масло VM-1); 7 – зеркальный клин; 8 – диафрагма.

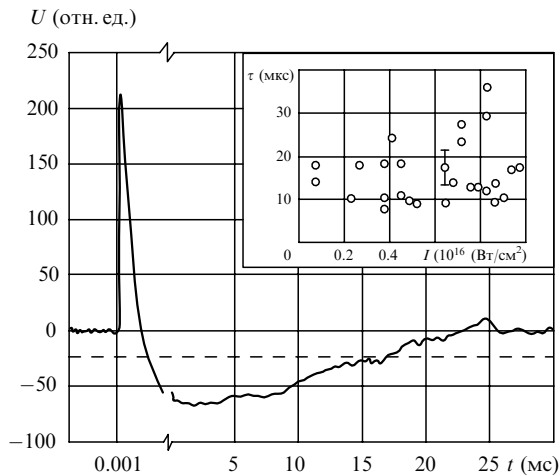


Рис.7. Сигнал, регистрируемый ФЭУ. На вставке показана зависимость времени релаксации поверхности жидкости от интенсивности фемтосекундного лазерного излучения. Штриховая линия – сигнал ФЭУ по уровню e^{-1} от амплитуды сигнала.

мость сигнала, регистрируемого ФЭУ, от задержки относительно момента поджига плазмы. Положительный выброс с большой амплитудой вблизи нуля оси абсцисс связан с детектированием рассеянного плазмой фемтосекундного лазерного импульса, неполностью подавленного пространственным фильтром 8.

Динамику отражения излучения He–Ne-лазера от релаксирующей поверхности жидкости определяет отрицательный сигнал, регистрируемый ФЭУ на временах свыше 2 мкс (см. рис.7). Этот сигнал проходит через минимум и, через некоторое время, возвращается к исходному нулевому уровню. За время релаксации поверхности жидкости к исходному состоянию нами принимался интервал времени от момента поджига плазмы до момента восстановления сигнала ФЭУ по уровню e^{-1} относительно минимума сигнала. Время релаксации составляет 15 ± 5 мс и слабо зависит от интенсивности лазерного импульса в диапазоне интенсивностей $10^{15} - 10^{16}$ Вт/см² (см. вставку к рис.7). По-видимому, это связано с тем, что на таких временах процесс релаксации поверхности определяется свойствами жидкости. Считая движение жидкости потенциальным, можно оценить время затухания поверхностных волн $\tau = g^2 / (2\nu_k \omega^4)$ [17], где g – ускорение свободного падения; ν_k – кинематическая вязкость; $\omega^2 = gk + (\alpha/\rho)k^3$ – частота звуковых волн; α – коэффициент поверхностного натяжения; ρ – плотность; k – волновое число звуковой волны, определяемое геометрией кюветы. Теоретическая оценка (10 мс) хорошо согласуется с экспериментом. Таким образом, частота повторения лазерных импульсов не должна превышать 10 Гц.

При воздействии последовательности импульсов объемом жидкости может нагреться до температуры кипения из-за малой теплопроводности, что также приведет к колебаниям ее поверхности. Оценим верхний предел значений частоты следования лазерных импульсов. Известно, что в одномерном случае координата фронта тепловой волны будет определяться выражением $z(t) = (\chi t)^{1/2}$, где t – время; χ – коэффициент температуропроводности. Тогда объем прогреваемой жидкости за один «выстрел»

можно оценить как $V \sim z^3 = (\chi \Delta t)^{3/2}$, где $\Delta t = \nu^{-1}$; ν – частота следования лазерных импульсов. Пусть в каждом «выстреле» в тепло переходит часть α лазерной энергии W , следовательно, этот объем жидкости нагреется до температуры $\Delta T = \alpha W / (c\rho V) \sim \alpha W \nu^{3/2} / (c\rho \chi^{3/2})$, которая должна быть много меньше температуры ее кипения ($\Delta T \ll \Delta T_b = T_b - T_0$, где T_b – температура кипения, а T_0 – комнатная температура). Для масла VM-1 параметры $\chi \approx 10^{-3}$ см²/с, $c = 1.44$ Дж/(г·К) и $\rho = 0.87$ г/см³, $\Delta T_b \sim 300$ К [18]. При типичных значениях $\alpha \sim 10 - 30\%$ получим следующее условие на частоту следования лазерных импульсов: $W \nu^{3/2} \ll 10^{-3}$ Дж·Гц^{3/2}. В наших экспериментах энергия лазерного импульса W составляла ~ 300 мкДж, что приводило к ограничению частоты следования лазерных импульсов $\nu \ll 50$ Гц.

Таким образом, впервые экспериментально продемонстрировано, что высокотемпературная фемтосекундная лазерная плазма, сформированная на свободной поверхности жидкости в вакууме, обладает во многом схожими свойствами с плазмой, сформированной на поверхности твердотельной мишени. При интенсивности лазерного импульса 10^{16} Вт/см² температура горячих электронов плазмы на поверхности вакуумного масла VM-1 составляет $T_h = 6 \pm 3$ кэВ, а на поверхности кристаллического кремния – $T_h = 4 \pm 1$ кэВ. Оптическая диагностика времени релаксации поверхности вакуумного масла VM-1 показала, что частота следования лазерных импульсов не должна превышать 10 Гц.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 02-02-16659.

- Gibbon P., Forster E. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38**, 769 (1996).
- Андреев А.А., Гамалий Е.Г., Новиков В.Н. и др. *ЖЭТФ*, **101**, 1808 (1992).
- Soom B., Chen H., Fisher Y., Meyerhofer D.D. *J. Appl. Phys.*, **74**, 5372 (1993).
- Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 1114 (1997).
- Ditmire T., Springate E., Tisch J.W.G., et al. *Phys. Rev. A*, **57**, 369 (1998).
- Tompkins R.J., Mercer I.P., Fettweis M., et al. *Rev. Sci. Instr.*, **69**, 3113 (1998).
- Thoss A., Richardson M., Korn G., et al. *J. Opt. Soc. Amer. B*, **20**, 224 (2003).
- Berglund M., Rymell L., Yertz H.M., Wilhein T. *Rev. Sci. Instr.*, **69**, 2361 (1998).
- Yan Jiang, Taewoo Lee, Christoph G. Rose-Petruck. *J. Opt. Soc. Amer. B*, **20**, 229 (2003).
- Li Y.T., Zhang J., Sheng Z.M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 165002-1 (2003).
- Zergioti I., Stuke M. *Appl. Phys. A*, **67**, 391 (1998).
- Hopp B., Toth Z., Gal K., et al. *Appl. Phys. A*, **69**, S191 (1999).
- Noack J., Hammer D.X., Noojin G.D., et al. *J. Appl. Phys.*, **83**, 271 (1999).
- Волков Р.В., Гордиенко В.М., Михеев П.М., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **30**, 896 (2000).
- Gordienko V.M., Lachko I.M., Mikheev P.M., et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **44**, 2555 (2002).
- Волков Р.В., Гордиенко В.М., Лачко И.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 171 (2002).
- Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. *Механика сплошных сред* (М.: Гос. изд. тех. теор. лит., 1954).
- Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. *Физические величины: справочник* (М.: Энергоатомиздат, 1991).