

Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 533.95

Тепловое переизлучение плазмы при воздействии на нее промодулированного СВЧ-частотой лазерного излучения

В. В. Руденко

Приведены результаты расчета тепловых потоков переизлучения лазерной плазмы, образованной в результате воздействия мощного лазерного излучения с интенсивностью промодулированной СВЧ-частотой. В рассматриваемом случае режима световой детонации результаты расчетов представлены в аналитическом виде. Показано, что возникающие в плазме вследствие поглощения лазерного излучения осцилляции газодинамических параметров приводят к возникновению осцилляций спектральной и интегральной яркости наблюдаемого с плазмы теплового переизлучения.

PACS: 52.38.-г

Ключевые слова: лазерная плазма, СВЧ-техника, световая детонация, лазерное излучение.

Введение

При воздействии мощного лазерного излучения на плазму, когда его интенсивность промодулирована СВЧ-частотой, в плазме вследствие поглощения излучения могут наблюдаться различные осцилляционные процессы. В экспериментальных работах [1, 2] исследовалась генерация СВЧ-токов, возникающих при воздействии на мишень промодулированного по амплитуде лазерного излучения, а в теоретических работах [3, 4] — возникновение осцилляций у газодинамических параметров. В случае глубокого проникновения излучения в плазму возможно лишь численное исследование указанных явлений, а в случае поглощения излучения в режиме световой детонации, т. е. при поглощении всего потока падающего лазерного излучения во фронте возникшей ударной волны, и аналитические решения [4]. Возможность получения аналитических решений обусловлена тем, что характерное время изменения интенсивности лазерного излучения существенно меньше характерного времени изменения газодинамических параметров плазмы, и их отношение можно рассматривать как малый параметр.

В результате расчетов газодинамических параметров в этом приближении показано [3, 4], что получаются данные, близкие к решению, имеющему место в случае отсутствия модуляции, и отличающиеся от него лишь осциллирующими членами следующего порядка малости. Наиболее сильно осциллируют температура, внутренняя энергия и давление плазмы, хуже — скорости ее распространения и почти не осциллирует плотность плазмы. Непосредственное определение осцилляций газодинамических параметров внутри плазмы экспериментальными методами сильно затруднено. Однако тепловое переизлучение плазмы, экспериментальное измерение которой вне плазмы не вызывает трудностей, будет заключать в себе информацию о колебаниях непосредственно газодинамических параметров плазмы.

В случае режима световой детонации лазерное излучение полностью поглощается непосредственно во фронте ударной волны, где и имеют место осцилляции газодинамических параметров [4]. Определение амплитуд осцилляции спектральной и интегральной яркости теплового излучения перед фронтом ударной волны, обусловленное осцилляциями температуры в ее фронте, и рассматривается в данной работе. Как и следовало ожидать, осциллирующая часть теплового потока будет представлять собой интерференцию тепловых потоков с фронта ударной волны на поверхности плазмы. Из-за наличия сильной зависимости фазы возникающих осцилляций в интенсивности

Руденко Виталий Владимирович, старший научный сотрудник, начальник лаборатории.

ФГУ "12 ЦНИИ МО РФ".

Россия, 141307, г. Сергиев-Посад-7, Московская обл.

Тел. (495) 993-09-62. E-mail: jasmin@spnet.ru

Статья поступила в редакцию 3 сентября 2009 г.

теплого потока от угла наклона взгляда наблюдателя на фронт ударной волны для описания интенсивности теплового потока в фиксированной точке необходимо использовать нестационарное уравнение переноса. Полученные характеристики теплового потока позволяют получить дополнительную информацию о поведении газодинамических параметров самой плазмы.

Температура во фронте ударной волны, образованной от воздействия промодулированного СВЧ-частотой лазерного излучения

По аналогии с работой [4] рассмотрим идеализированную плоскую ударную волну, падающую на плазму нормально к ее поверхности по оси неподвижной системы координат z (рис. 1). Ударная волна образована от воздействия мощного лазерного излучения с плотностью потока $q(z, t)$. Функция $q_0(z, t)$ медленно изменяется со временем, а $q_1(z, wt)$ — периодическая составляющая с СВЧ-частотой w , обладающая свойствами периодичности:

$$q(z, t) = q_0(z, t) + q_1(z, wt), \quad q_1(z, 0) = 0,$$

$$q_1(z, wt + 2\pi) = q_1(z, wt),$$

$$\int_0^{2\pi} q_1(z, wt) dt = 0.$$

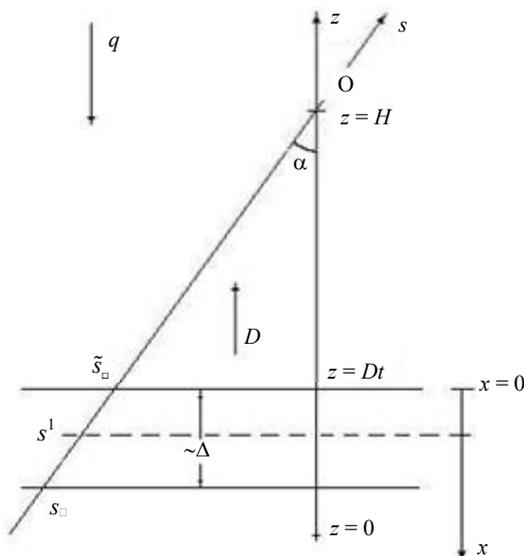


Рис. 1. Взаимное расположение систем координат: x — связанной с ударной волной (имеющей ширину фронта порядка $\sim \Delta$ и движущейся со скоростью D); неподвижной z и s , проходящей через точку наблюдения O под углом α .

Отношение амплитудных значений величины q_1 к q_0 определяет глубину модуляции интенсивности лазерного излучения. Пространство перед

фронтом волны заполнено неподвижным холодным газом с давлением P^0 и плотностью ρ^0 , прозрачным для излучения. По аналогии с данными работы [4] для удобства введем также связанную с фронтом ударной волны систему координат $x = Dt - z$ (см. рис. 1).

Как показано в [4], в случае режима световой детонации в пренебрежении вязкостью и теплопроводностью плазмы, в одномерной однотемпературной постановке все излучение поглощается в области фронта волны, а волна при этом движется с некоторой скоростью D . Время Δt_1 , в течение которого волна проходит расстояние Δx порядка своей ширины, составляет $\Delta t_1 = \Delta x D^{-1} \sim 1-10$ нс. Ширина фронта волны Δx при этом порядка длины пробега световых квантов $l_v \sim \chi^{-1}$, а скорость распространения волны $D \sim (q_0/\rho^0)^{1/3}$. В случае наличия модуляции интенсивности лазерного излучения с СВЧ-частотой характерное время инициированных излучением процессов Δt_2 порядка $w^{-1} \sim 10^{-11}-10^{-9}$ с. Условие $\Delta t_2/\Delta t_1 \ll 1$ позволяет взять эту величину в качестве малого параметра ε .

Решение газодинамической системы уравнений, основанное на разложении по параметру ε , показывает, что СВЧ-модуляция интенсивности лазерного воздействия приводит к возникновению осцилляции газодинамических параметров плазмы вокруг значений, полученных в случае отсутствия модуляции излучения [3, 4]. Амплитуды колебаний при этом пропорциональны интенсивности лазерного излучения и обратно пропорциональны некоторой степени частоты модуляции.

Если взять уравнение состояния в виде $P = e\rho(\gamma - 1)$, $e = 3kT/2$, где γ — эффективный показатель адиабаты, функцию $\chi(\rho, e)$ считать зависящей только от x , а интенсивность падающего лазерного излучения задать через функции q_0, q_1 в виде $q_0(z, t) = Q$, $q_1(z, wt) = Q\sin(wt)$, где $Q = \text{const}$, то решение можно получить в аналитическом виде. В первом порядке по малому параметру ε для температуры T в системе координат x при этом получим [4]:

$$T(\xi) = T_0(\xi) + T_1(\xi) \cos(wt) + O(T_0\varepsilon^2);$$

$$T_0(\xi) = \frac{T_{\max}}{\gamma} \left\{ \gamma + e^{-\xi/2} \right\} \left\{ 1 - e^{-\xi/2} \right\};$$

$$T_1(\xi) = -\frac{T_{\max}}{\gamma} \left[\frac{\chi(\xi)D}{2w} \right] \left\{ \gamma + e^{-\xi/2} \right\} e^{-\xi}; \quad (1)$$

$$T_{\max} = \frac{2D^2\gamma}{3k[\gamma^2 - 1][1 + \gamma]};$$

$$D = (2(\gamma^2 - 1)Q/\rho^0)^{1/3}; \quad \xi = \int_0^x \chi(y) dy.$$

В формулах (1) амплитуда осцилляций $T_1(\xi)$ для $T(\xi)$ представлена в явном виде. Она пропорциональна коэффициенту поглощения и интенсивности излучения и обратно пропорциональна частоте осцилляций. Величина $\chi D/(2w)$ является малым параметром ϵ , т. е. $T_1/T_0 \sim \epsilon$. Среднее значение $T(\xi)$ в первом исчезающем члене представлено решением при отсутствии модуляции $T_0(\xi)$ и в предельном переходе $\xi \rightarrow \infty$ совпадает с результатами, полученными в работе [5].

В случае наличия модуляции граница фронта, соприкасающаяся с плазмой, движется со скоростью D , а внешняя граница фронта — со скоростью $D_1(t) = D - \chi_0 D^3 w^{-2} (1 + \gamma)^{-1} \sin(\omega t)$. Ширина области поглощения ($\sim \chi^{-1}$) также промодулирована с амплитудой модуляции $\chi_0 D^3 w^{-3} (1 + \gamma)^{-1}$, что вносит в ширину фронта волны Δx поправку $\sim \epsilon^3 \chi^{-1}$ [4]. В дальнейшем ограничимся рассмотрением эффектов в первом порядке по ϵ , и в силу того, что амплитуды указанных осцилляций пропорциональны, соответственно, второй и третьей степеням ϵ , будем ими пренебрегать.

Коэффициент поглощения в первом приближении в системе отсчета, связанной с волной и с учетом того, что воздух перед фронтом волны прозрачен, в области фронта волны можно задать в виде линейного соотношения $\chi(\rho(x), e(x)) = 2\chi_0 x$, где $\chi_0 = \chi^2(\rho_{\max}, e_{\max})/2 = \text{const}$. Поведение амплитуды осцилляции температуры в системе отсчета, связанной с фронтом ударной волны, в которой она стационарна, показано на рис. 2. Амплитуда осцилляций растет от нулевого значения при $x = 0$, затем достигает некоторого максимального значения и при $x \gg \chi^{-1}_{\max}$ быстро убывает, стремясь к нулю.

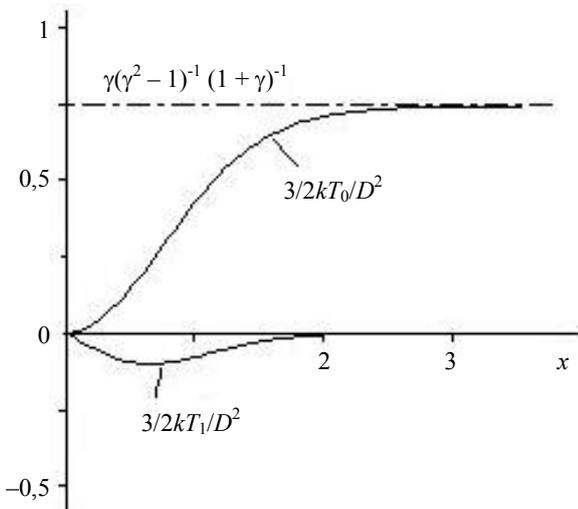


Рис. 2. Зависимость от координаты x (в системе, связанной с ударной волной) нормированных медленной составляющей температуры T_0 , а также амплитуды ее осцилляций T_1

Интенсивность теплового излучения от ударной волны

Рассмотрим тепловое излучение плазмы в неподвижной точке O , лежащей на оси z на расстоянии H от начала координат (см. рис. 1). Фронт ударной волны будет приближаться к точке наблюдения со скоростью D . Поскольку интенсивность теплового излучения $I(\alpha, \nu)$ в точке O зависит от быстроизменяющейся со временем температуры (набег фазы для лучей, приходящих в точку O , и для лучей с различным углом наклона α к оси z , будет порядка $wH/(c \cdot \cos(\alpha)) \gg 1$, где c — скорость света), то необходимо использовать для определения $I(\alpha, \nu)$ нестационарное уравнение переноса:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I(\alpha, \nu)}{\partial t} + \bar{\Omega} \nabla I(\alpha, \nu) = \chi(\nu) [I_{vp} - I(\alpha, \nu)],$$

$$I_{vp} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left[\frac{h\nu}{kT}\right] - 1}, \quad (2)$$

где h — постоянная Планка;

ν — частота излучения;

I_{vp} — спектральная интенсивность равновесного излучения.

Как было показано выше, лазерное излучение полностью поглощается при прохождении фронта ударной волны. Интенсивность теплового излучения, выходящего из ударной волны, будет определяться квантами, также рожденными во фронте ударной волны, так как кванты, рожденные в более глубоких слоях, будут полностью поглощаться до выхода из плазмы. С учетом указанных обстоятельств нестационарное решение уравнения переноса (2) можно записать как интеграл вдоль луча, проходящего через точку O под углом α по координате s (см. рис. 1):

$$I(\alpha, \nu) = \int_{s_0}^s [\chi I_{vp}]_{s^1, t - \frac{s-s^1}{c}} \times \exp\left[-\int_{s^1}^s [\chi]_{s^2, t - \frac{s-s^2}{c}} ds^2\right] ds^1, \quad (3)$$

где обозначения величин \tilde{s}_0, s^1, s_0 показаны на рис. 1, причем они берутся с запаздыванием, с учетом того, что к моменту времени t в точку O приходят кванты из точки s^1 , рожденные в более ранний момент времени $t - (s - s^1)/c$. Учитывая, что перед ударной волной тепловое излучение не поглощается, формулу (3) можно переписать в виде

$$I(\alpha, \nu) = \int_0^{\tilde{\Delta}} I_{vp} \left\{ T \left(\xi, t \left(1 + \frac{D}{c \cos(\alpha)} \right) - \frac{H}{c \cos(\alpha)} \right) \right\} \times \\ \times e^{-\frac{\xi}{\cos(\alpha)}} \frac{d\xi}{\cos(\alpha)}, \quad \tilde{\Delta} = \int_0^{\Delta x} \chi(y) dy. \quad (4)$$

В формуле (4) спектральная интенсивность равновесного излучения I_{vp} зависит от температуры, которая в соответствии с формулой (1) представлена в виде разложения по малому параметру ε . Раскладывая $I_{vp}(T_0 + T_1 \cos(\omega t))$ по ε , разобьем $I(\alpha, \nu)$ на две части: медленно меняющуюся $I^1(\alpha, \nu)$ и быстро осциллирующую $I^2(\alpha, \nu)$:

$$I(\alpha, \nu) = I^1(\alpha, \nu) + I^2(\alpha, \nu), \\ I^1(\alpha, \nu) = \int_0^{\tilde{\Delta}} y I_{vp} \{ T_0(\xi) \} e^{-y\xi} d\xi, \quad y = \frac{1}{\cos(\alpha)}, \\ I^2(\alpha, \nu) = \int_0^{\tilde{\Delta}} y \frac{\partial I_{vp} \{ T_0(\xi) \}}{\partial T} T_1(\xi) \times \\ \times \cos \left\{ \omega t \left(1 + \frac{yD}{c} \right) - \frac{yWH}{c} \right\} e^{-y\xi} d\xi. \quad (5)$$

Как правило, практический интерес представляет определение не интенсивности излучения, а полный поток излучения со стороны, облучаемой лазером плазмы. При определении такого потока с поверхности тела его называют яркостью (спектральной — S_ν или интегральной — S). В дальнейшем будем считать, что лазерный луч имеет диаметр d_0 , и, таким образом, угол α в формулах (4), (5) изменяется от 0 до α_{\max} ($\operatorname{tg}(\alpha_{\max}) = 0,5d_0/(H - z)$). Итак, для спектральной и интегральной яркостей получим:

$$S_\nu = \int_0^{\alpha_{\max}} I(\alpha, \nu) \cos(\alpha) d\Omega, \\ \Omega = 2\pi \sin(\alpha) d\alpha, \quad S = \int_0^\infty S_\nu d\nu. \quad (6)$$

Приведенные формулы при $d_0 \rightarrow \infty$ сводят интегрирование в формуле (2) к интегрированию по полусфере, а задачу определения яркости — к классической задаче определения яркости поверхности плоского слоя [5]. Разница заключается в том, что в данной постановке задачи плоский слой со скоростью D движется на наблюдателя, а температура промодулирована СВЧ-частотой с небольшой амплитудой модуляции, определяемой малым параметром ε .

Делая в формуле (6) замену переменной $y = 1/\cos(\alpha)$ и подставляя выражение для $I(\alpha, \nu)$ из (5), представим спектральную яркость в виде двух

слагаемых $S_\nu = S_\nu^1 + S_\nu^2$, первое из которых медленно меняется со временем, а второе учитывает вклад от быстрых осцилляций:

$$U_{vp}(\xi) = \frac{4\pi}{c} I_{vp}(\xi):$$

$$S_\nu^1 = \frac{c}{2} \int_0^{\tilde{\Delta}} U_{vp} \{ T_0(\xi) \} \left[\int_1^{1+\Delta_1} \frac{\exp(-y\xi)}{y^2} dy \right] d\xi, \\ \Delta_1 = \sqrt{1 + \left[\frac{d_0/2}{H-z} \right]^2} - 1; \quad (7)$$

$$S_\nu^2 = \frac{c}{2} \int_0^{\tilde{\Delta}} \frac{\partial U_{vp} \{ T_0(\xi) \}}{\partial T} T_1(\xi) \times \\ \times \left[\int_1^{1+\Delta_1} \frac{\exp(-y\xi)}{y^2} \cos \left\{ \omega t \left(1 + \frac{yD}{c} \right) - \frac{yWH}{c} \right\} dy \right] d\xi,$$

где $U_{vp} = 4\pi I_{vp}/c$;

интеграл по dy при $\Delta_1 \rightarrow \infty$ (7) выражается через интегральную экспоненту $E_2(\xi)$.

В нашей постановке задачи величину Δ_1 в силу неплохо выполняющегося условия $d_0/(H - Dt) \ll 1$ можно считать малой: $\Delta_1 \ll 1$. Ее первый не исчезающий член будет иметь вид $\Delta_1 = 0,125(d_0/(H - Dt))^2$. При выполнении условия $\Delta_1 \ll 1$ интегралы по y в формуле (7) в первом не исчезающем члене по Δ_1 дают:

$$\int_1^{1+\Delta_1} \frac{\exp(-y\xi)}{y^2} dy = \Delta_1 \exp(-\xi), \\ \int_1^{1+\Delta_1} \frac{\exp(-y\xi)}{y^2} \cos \left\{ \omega t \left(1 + \frac{yD}{c} \right) - \frac{yWH}{c} \right\} dy = \\ = \frac{2e^{-\xi}}{c} \sin \left[\frac{\omega d_0^2}{16c(H - Dt)} \right] \times \\ \times \cos \left[\omega t \left[1 + \frac{D}{c} \left\{ 1 + \frac{\Delta_1}{2} \right\} \right] - \frac{WH}{c} \left\{ 1 + \frac{\Delta_1}{2} \right\} \right]. \quad (8)$$

Второй интеграл при выполнении условия $\Delta_1 w(h - Dt)/c \ll 1$, которое при $\Delta_1 \ll 1$ сводится к $0,125\omega d_0^2/(c(H - Dt)) \ll 1$ и часто выполняется на практике, можно представить в виде

$$\int_1^{1+\Delta_1} \frac{\exp(-y\xi)}{y^2} \cos \left\{ \omega t \left(1 + \frac{yD}{c} \right) - \frac{yWH}{c} \right\} dy = \\ = \Delta_1 \exp(-\xi) \cos \left[\omega t \left[1 + \frac{D}{c} \right] - \frac{WH}{c} \right]. \quad (9)$$

С использованием явных выражений для интегралов из формул (7)—(9) наиболее просто вычисляются интегральные яркости S^1, S^2 , поскольку в

них интегрирование по частоте можно выполнить независимо от интегрирования по переменным ξ и y . Представляя интегральную яркость, по аналогии со спектральной, в виде двух слагаемых: $S = S^1 + S^2$, где $S^1 = \int S_v^1 dv$, $S^2 = \int S_v^2 dv$ (интегрирование по частотам от 0 до ∞), получим:

$$S^1 = 2\sigma \int_0^{\bar{\Delta}} \{T_0(\xi)\}^4 \Delta_1 \exp(-\xi) d\xi, \quad G = 1 + \frac{\Delta_1}{2};$$

$$S^2 = 16\sigma \int_0^{\bar{\Delta}} \frac{\{T_0(\xi)\}^3 T_1(\xi) e^{-\xi}}{\frac{w}{c}(H-Dt)} \sin \left[\frac{wd_0^2}{16c(H-Dt)} \right] \times$$

$$\times \cos \left[wt \left[1 + \frac{D}{c} G \right] - \frac{wH}{c} G \right] d\xi, \quad (10)$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана.
После непосредственной подстановки явных выражений для функций $T_0(\xi)$ и $T_1(\xi)$ из (1) в формулы (10), получим:

$$S^1 = \frac{1}{4} \left(\frac{d_0}{H-Dt} \right)^2 \sigma T_{\max}^4 \Phi_0,$$

$$\Psi(x) = \chi(x) / \chi_0^{1/2} \leq 1;$$

$$S^2 = -\frac{8Dc\chi_0^{1/2}\Phi_1}{w^2(H-Dt)} \sigma T_{\max}^4 \sin \left[\frac{wd_0^2}{16c(H-Dt)} \right] \times$$

$$\times \cos \left[wt \left[1 + \frac{D}{c} G \right] - \frac{wH}{c} G \right],$$

где Φ_0, Φ_1 — некоторые величины, изменяющиеся при изменении γ от 0,5 до 3 в диапазоне от 0,5 до 0,03 (отношение Φ_1/Φ_0 при этом порядка 0,3):

$$\Phi_0 = \frac{2}{\gamma^4} \int_0^1 y \{\gamma + y\}^4 \{1 - y\}^4 dy;$$

$$\Phi_1 = \frac{2}{\gamma^4} \int_0^1 \Psi(y) y^3 \{\gamma + y\}^4 \{1 - y\}^3 dy.$$

При $\Delta_1 w(h - Dt)/c \ll 1$ выражение для S^2 принимает более простой вид

$$S^2 = -\frac{D\chi_0^{1/2}\Phi_1}{2w} \left(\frac{d_0}{H-Dt} \right)^2 \times$$

$$\times \sigma T_{\max}^4 \cos \left[wt \left[1 + \frac{D}{c} \right] - \frac{wH}{c} \right].$$

Из приведенных формул видно, что отношение S_2 к S_1 пропорционально малому параметру ϵ , промодулировано частотой w с поправкой на эффект Доплера и имеет сдвиг фаз, обусловленный разным расстоянием излучающих точек на фронте волны от точки наблюдения:

$$S^2 / S^1 = -\frac{2D\chi_0^{1/2}}{w} \cos \left[wt \left(1 + \frac{D}{c} \right) - \frac{wH}{c} \right].$$

В случае спектральных яркостей (ограничиваясь рассмотрением случая $\Delta_1 w(h - Dt)/c \ll 1$) после непосредственной подстановки результатов интегрирования (7) в формулы (1) с учетом явных выражений для T_0 и T_1 получим:

$$S_v^1 = \frac{8\pi\Delta_1(kT_{\max})^3}{c^2 h^2} \psi(y), \quad \psi(y) = \int_0^1 \frac{y^3 p dp}{\theta - 1},$$

$$y = \frac{h\nu}{kT_{\max}}, \quad \theta = \exp \left[\frac{y\gamma}{\vartheta} \right], \quad \vartheta = (\gamma + p)(1 - p);$$

$$S_v^2 = -\frac{8\pi\Delta_1(kT_{\max})^3}{c^2 h^2} \left(\frac{D\chi_0^{1/2}}{w} \right) \phi(y) \cos \times$$

$$\times \left\{ wt \left(1 + \frac{D}{c} \right) - \frac{wH}{c} \right\}, \quad \phi(y) = -\int_0^1 \frac{\theta y^4}{[\theta - 1]^2} \frac{\gamma p^3 dp}{\vartheta},$$

а для отношения спектральных яркостей

$$S_v^2 / S_v^1 = -\left(\frac{D\chi_0^{1/2}}{w} \right) \left[\frac{\phi(y)}{\psi(y)} \right] \cos \left[wt \left(1 + \frac{D}{c} \right) - \frac{wH}{c} \right].$$

Спектральные зависимости функций $\psi(y), \phi(y)$ для различных значений параметра γ приведены на рис. 3 и по своему характеру поведения напоминают планковскую зависимость. Функция $\phi(y)$ описывает поведение амплитуды модуляции, а $\psi(y)$ — медленно меняющуюся составляющую спектральной яркости. Для больших значений γ кривые лежат ниже. Из приведенных формул видно, что амплитуда модуляции спектральной яркости будет меньше непрерывной ее составляющей соразмерно величине малого параметра.

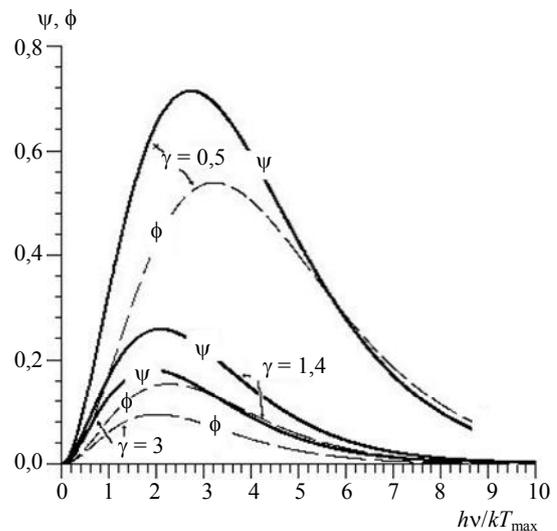


Рис. 3. Спектральные зависимости функций ψ и ϕ для различных значений параметра γ от нормированной к $k \cdot T_{\max}$ частоты $h\nu/kT_{\max}$

В соответствии с общепринятыми понятиями можно ввести яркостную температуру, определяемую в соответствии с выражением

$$U_{\text{vp}}(T_{br}) = \int_0^{\bar{\lambda}} U_{\text{vp}} \{T_0(\xi)\} \exp(-\xi) d\xi.$$

Яркостная температура зависит от частоты излучения. График спектральной зависимости T_{br}/T_{max} представлен на рис. 4 для различных значений параметра γ .

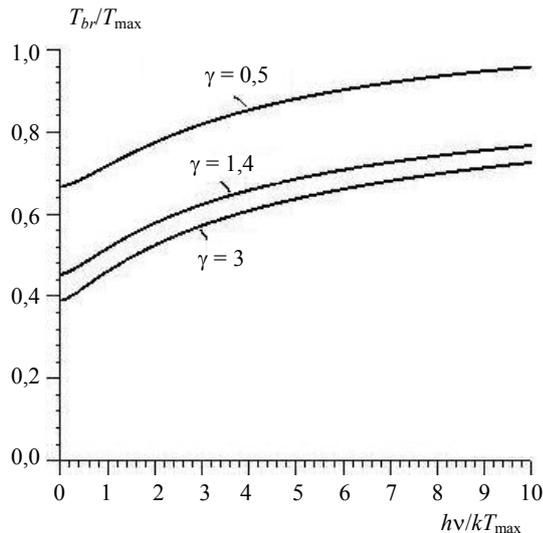


Рис. 4. Нормированная спектральная зависимость T_{br}/T_{max} от нормированной к kT_{max} частоты $h\nu/kT_{\text{max}}$ для различных значений параметра γ

Заключение

Для случая воздействия мощного лазерного излучения (с интенсивностью излучения, промодулированной СВЧ-частотой) на плазму в режиме

световой детонации получены характеристики теплового переизлучения плазмы. Показано, что модуляция интенсивности лазерного воздействия приводит к возникновению осцилляций температуры во фронте ударной волны, которые приводят к возникновению осцилляций спектральной и интегральной яркостей. Амплитуда этих осцилляций будет меньше значений в случае непромодулированного воздействия соразмерно величине малого параметра, представляющего собой отношение характерного времени прохождения ударной волны расстояния порядка своей ширины к частоте СВЧ-модуляции. Частота модуляции интегральной и спектральной яркостей будет при этом определяться частотой СВЧ-модуляции с поправкой на эффект Доплера и сдвигом фазы, обусловленной интерференцией тепловых лучей с поверхности облученной плазмы.

Проведенные расчеты позволили получить спектральные характеристики для медленно и быстро изменяющихся составляющих спектральной яркости и получить зависимость яркостной температуры от частоты.

Литература

1. Басов Н. Г., Грасюк А. З., Лосев Л. Л., Мешалкин Е. А. // Изв. АН СССР. Сер. физич. 1986. Т. 50. № 6. С. 1087.
2. Ершов А. И., Прохоров А. М., Федоров В. Б., Фоменков И. В. // Квантовая электроника. 1992. Т. 19. № 12. С. 1182.
3. Захаров Н. С., Руденко В. В. // ТВТ. 2001. Т. 39. № 3. С. 373.
4. Захаров Н. С., Руденко В. В. // Изв. АН. МЖГ. 2002. Т. 37. № 1. С. 176.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.

Thermal plasma irradiation under action for it microwave-frequency modulated laser beam

V. V. Rudenko

12 Central Scientific Research Institute
Sergiev Posad-7, Moscow Region, 141307, Russia
E-mail: jasmin@spnet.ru

The calculations results of thermal irradiation laser plasma formed from powerful laser beam with microwave-frequency modulated intensity are introduced. Analytical solution was obtained for the case of light detonation regime. It is shown that modulation of the gas dynamic parameters appeared under condition of absorption of laser radiation leads to modulation of spectral and integral brightness registered from the thermal plasma irradiation.

PACS: 52.38.-r

Keywords: laser plasma, microwave technology, light detonation, laser radiation.

Bibliography — 5 references.

Received 3 September 2009

* * *