

04:07

## Спектральные характеристики взаимодействия короткого, интенсивного лазерного импульса с ионизуемым им газом

© М.В. Чеготов

Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН,  
127412 Москва, Россия  
e-mail: chegotov@hedric.msk.su

(Поступило в Редакцию 12 ноября 2001 г.)

Получены соотношения, описывающие изменение среднеквадратичной частоты короткого, интенсивного лазерного импульса, прошедшего через ионизуемый газ, при произвольной трехмерной геометрии облучения и наблюдения и при произвольной интенсивности импульса. Показано, что ионизационные процессы приводят к увеличению частоты излучения (сдвигу в синюю сторону), зависящему от интенсивности лазерного излучения в момент ионизации и потерь энергии на ионизацию. Учет вынужденного комбинационного рассеяния назад приводит к увеличению сдвига частоты в синюю сторону.

### Введение

Исследованию взаимодействия коротких, интенсивных лазерных импульсов с веществом посвящена в настоящее время обширная литература (см., например, [1]). Большой интерес, проявляемый к этому предмету, обусловлен прежде всего широкими перспективами практического применения коротких, интенсивных импульсов. Использование первоначально нейтральных газов в качестве облучаемых веществ привлекательно для таких проблем, как генерация лазерного излучения [2], лазерно-плазменное ускорение частиц [3], плазменные методы повышения частоты электромагнитного излучения [4–6]. Кроме того, возникающий при взаимодействии лазерного импульса с ионизуемым веществом так называемый частотный синий сдвиг („blue shift“) может быть использован для диагностики этого взаимодействия [7].

Широко распространенным способом описания частотных характеристик взаимодействия лазерного излучения с ионизуемым веществом с последующим образованием плазмы является приближение медленно меняющихся амплитуд (с учетом нелинейного характера взаимодействия лазерного излучения с ионизационным фронтом такое приближение было названо в [5] квазигармоническим). Однако в рамках этого приближения обсуждаемая частота является функцией положения на временном профиле лазерного импульса и пространственных координат (см., например, [4–8]). Вследствие этого использование общепринятой формулы для оценки сдвига длины волны в синюю сторону (см., например, [9])  $\delta\lambda \sim (z r_e \lambda_0^3 / 2\pi c) dn_e/dt$  ( $z$  — длина взаимодействия,  $r_e$  — классический радиус электрона,  $c$  — скорость света,  $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$ ,  $\omega_0$  — частота лазерного излучения,  $n_e$  — плотность электронов) оказывается внутренне противоречивым, поскольку на выходе из плазмы  $n_e = 0$  и у входящего из плазмы излучения синий сдвиг отсутствует. Кроме того,  $dn_e/dt$  является сильно меняющейся функцией положения на временном

профиле лазерного импульса и остается неопределенной величиной. Такая неопределенность усугубляется в случае ионизации газов с многоэлектронными атомами, когда ионизационный фронт формируется ионизацией с различных атомных оболочек. Таким образом, с количественной точки зрения влияние ионизации на регистрируемые спектры излучения из формирующейся плазмы оказывается неопределенным.

В настоящей работе предложен общий подход, позволяющий точно количественно описать влияние ионизационных процессов на спектр наблюдаемого излучения. При сравнительно небольших интенсивностях лазерного импульса на основе предложенного подхода найдено смещение в синюю сторону среднеквадратичной частоты прошедшего через ионизуемый газ регистрируемого излучения. Показано, что смещение определяется интенсивностью лазерного излучения в момент ионизации, а также потерями энергии на потенциал ионизации и остаточную энергию электронов [10] (см., формулу (15)). С увеличением интенсивности лазерного импульса возможно возбуждение вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Показано, что процесс ВКР назад приводит к увеличению синего сдвига частоты прошедшего через ионизуемый газ излучения.

### Основные соотношения

Воспользуемся парой уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1)$$

в которой электрический ток  $\mathbf{J}$  определяется самосогласованно через электрическое  $\mathbf{E}$  и магнитное поле  $\mathbf{B}$ . Дифференцируя (1) по  $t$ , домножая скалярно получившиеся уравнения соответственно на  $\partial \mathbf{E} / \partial t$  и  $\partial \mathbf{B} / \partial t$

и вычитая результаты, получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{1}{8\pi} \left[ \left( \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right)^2 + \left( \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right)^2 \right] \right\} + \operatorname{div} \left\{ \frac{c}{4\pi} \left[ \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right] \right\} = - \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t}. \quad (2)$$

Предполагая отсутствие полей при  $t = \pm\infty$  получим из (2)

$$\operatorname{div} \left\{ \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right] dt \right\} = - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} dt. \quad (3)$$

Проинтегрировав (3) по некоторому объему  $V$  с поверхностью  $S$  получим

$$\frac{c}{4\pi} \int_S \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right] dt ds = - \int_V \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} dt d^3\mathbf{r}, \quad (4)$$

где  $ds = \mathbf{e}_S ds$  — векторный элемент поверхности  $S$  с внешней нормалью  $\mathbf{e}_S$ .

Для дальнейшего использования формулы (4) определим положение поверхности  $S_{in}$  (части поверхности  $S$ ), через которую лазерное излучение попадает в газ, а также поверхности  $S_{out}$  (такой, что  $S = S_{in} + S_{out}$ ), через которую излучение выходит из объема  $V$ . При этом излучение может выходить из объема  $V$  также и через поверхность  $S_{in}$ , что отвечает, например, вынужденному комбинационному рассеянию (ВКР) назад (ВКРН) на плазменных волнах (см., например, [11]). Будем считать, что поверхности  $S_{in}$  и  $S_{out}$  находятся на достаточно большом расстоянии от объема образования плазмы  $V_{pl}$ , а именно:  $S_{in}$  и  $S_{out}$  находятся в волновой зоне относительно объема  $V_{pl}$  и, кроме того, магнитная проницаемость вещества на этих поверхностях равна 1, так что  $\mathbf{B} = \mathbf{H}$ , где  $\mathbf{H}$  — напряженность магнитного поля.

Для полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  в волновой зоне имеет место соотношение  $\mathbf{E} = [\mathbf{H}, \mathbf{n}]$ , где  $\mathbf{n} = [\mathbf{E}, \mathbf{H}] / |\mathbf{E}, \mathbf{H}|$  — направление потока энергии излучения в фиксированной точке поверхности  $S$  [12]. Подставляя это соотношение в (4), получим

$$\frac{c}{4\pi} \int_S \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right)^2 dt \mathbf{n} ds = - \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} dt d^3\mathbf{r}$$

или для спектральной плотности энергии, приходящейся на единицу площади,

$$I(\omega, \mathbf{r}) = (c/4\pi^2) |\mathbf{H}(\omega, \mathbf{r})|^2,$$

где

$$\mathbf{H}(\omega, \mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{H}(t, \mathbf{r}) \exp(i\omega t) dt \quad (\text{см. [12]}),$$

$$\int_S \int_0^\infty \omega^2 I(\omega, \mathbf{r}) d\omega \mathbf{n} ds = - \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} dt d^3\mathbf{r}. \quad (5)$$

Здесь учтено, что ток  $\mathbf{J}$  сосредоточен в области плазмы  $V_{pl}$ . Заметим, что помимо (5) справедливо соотношение

$$\int_S \int_0^\infty I(\omega, \mathbf{r}) d\omega \mathbf{n} ds = - \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E} \mathbf{J} dt d^3\mathbf{r}, \quad (6)$$

выражающее собой закон сохранения энергии. Равенство (6) перепишем с учетом направления распространения излучения через поверхности  $S_{in}$  и  $S_{out}$

$$\mathcal{E}_{out} + \mathcal{E}_{back} - \mathcal{E}_{in} = - \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E} \mathbf{J} dt d^3\mathbf{r}, \quad (7)$$

где  $\mathcal{E}_{in} = - \int_{S_{in}} \int_0^\infty I_{in}(\omega, \mathbf{r}) d\omega \mathbf{n} ds$  — энергия входящего в объем  $V$  лазерного излучения,  $\mathcal{E}_{out} = \int_{S_{out}} \int_0^\infty I_{out}(\omega, \mathbf{r}) d\omega \mathbf{n} ds$  и  $\mathcal{E}_{back} = \int_{S_{back}} \int_0^\infty I_{back}(\omega, \mathbf{r}) d\omega \mathbf{n} ds$  — энергия излучения, выходящего из объема  $V$  через поверхности  $S_{out}$  и  $S_{in}$  (назад по отношению к входящему лазерному излучению) соответственно.

Вводя среднеквадратичные частоты излучения

$$\langle \omega^2 \rangle_{in} = \int_{S_{in}} \int_0^\infty \omega^2 I_{in}(\omega, \mathbf{r}) d\omega \mathbf{n} ds \times \left( \int_{S_{in}} \int_0^\infty I_{in}(\omega, \mathbf{r}) d\omega \mathbf{n} ds \right)^{-1},$$

$$\langle \omega^2 \rangle_{out} = \int_{S_{out}} \int_0^\infty \omega^2 I_{out}(\omega, \mathbf{r}) d\omega \mathbf{n} ds \times \left( \int_{S_{out}} \int_0^\infty I_{out}(\omega, \mathbf{r}) d\omega \mathbf{n} ds \right)^{-1},$$

$$\langle \omega^2 \rangle_{back} = \int_{S_{back}} \int_0^\infty \omega^2 I_{back}(\omega, \mathbf{r}) d\omega \mathbf{n} ds \times \left( \int_{S_{back}} \int_0^\infty I_{back}(\omega, \mathbf{r}) d\omega \mathbf{n} ds \right)^{-1},$$

а также коэффициент отражения назад  $R_{\text{back}} = \mathcal{E}_{\text{back}}/\mathcal{E}_{\text{in}}$ , запишем соотношение (5) в виде равенства

$$\langle \omega^2 \rangle_{\text{out}} = \frac{\langle \omega^2 \rangle_{\text{in}} - \langle \omega^2 \rangle_{\text{back}} R_{\text{back}} - \frac{1}{\mathcal{E}_{\text{in}}} \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} dt d^3 \mathbf{r}}{1 - R_{\text{back}} - \frac{1}{\mathcal{E}_{\text{in}}} \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E} \mathbf{J} dt d^3 \mathbf{r}}, \quad (8)$$

определяющего среднеквадратичную частоту выходящего через поверхность  $S_{\text{out}}$  излучения. При выводе равенства (8) было учтено соотношение (7). Заметим, что выражение (8) справедливо при любой интенсивности лазерного импульса и произвольной геометрии облучения вещества. Далее мы будем считать для определенности, что анализ спектральных характеристик производится для излучения, прошедшего через поверхность  $S_{\text{out}}$ .

## Ионизационный сдвиг частоты

Для того чтобы определить влияние на спектр регистрируемого излучения лишь ионизационных процессов рассмотрим ионизирующий импульс сравнительно низкой интенсивности, в поле которого электроны движутся со скоростями много меньшими скорости света  $c$ . Принимая во внимание ионизационные процессы, ток электронов  $\mathbf{J}$  имеет вид

$$\mathbf{J} = \mathbf{j} + \mathbf{j}_{\text{ion}}, \quad (9)$$

где  $\mathbf{j}$  — ток свободных электронов,

$$\mathbf{j}_{\text{ion}} = \frac{\mathbf{E}}{|\mathbf{E}|^2} \sum_{m=0}^{Z-1} W_m N_m U_m \quad (10)$$

— ионизационный ток, учитывающий потери энергии и импульса электромагнитного лазерного поля в процессе ионизации [13]. Здесь  $N_m$  представляет собой концентрацию ионов кратности ионизации  $m$  ( $m = 0$  соответствует нейтральным атомам),  $U_m$  — потенциал ионизации иона с кратностью ионизации  $m$  до иона с кратностью ионизации  $m + 1$ ,  $W_m$  вероятность ионизации иона с кратностью ионизации  $m$  до иона с кратностью ионизации  $m + 1$  в единицу времени,  $Z$  — заряд ядра. Уравнение для плотности тока свободных электронов  $\mathbf{j}$  имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{e^2 n_e}{m_e} \mathbf{E}, \quad (11)$$

где  $n_e$  — концентрация свободных электронов, рождающихся в результате ионизации,  $m_e (e)$  — масса (заряд) электрона. Скорость изменения  $n_e$  определяется вероятностями ионизации в единицу времени  $W_m$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \Gamma = \sum_{m=0}^{Z-1} \Gamma_m = \sum_{m=0}^{Z-1} W_m N_m, \quad (12)$$

$$\frac{\partial N_0}{\partial t} = -\Gamma_0, \quad \frac{\partial N_m}{\partial t} = -\Gamma_m + \Gamma_{m-1}, \quad m = 1, \dots, Z-1. \quad (13)$$

В условиях сравнительно коротких лазерных импульсов механизм ионизации атомов и ионов оказывается туннельным (см., например [10]), поэтому для вероятности ионизации в единицу времени используем так называемую формулу АДК [14]

$$W_m(|\mathbf{E}|) = \omega_{at} \frac{\exp(1)}{2\pi} \frac{(m+1)^2}{n_*^4} \times \left[ 4 \cdot \exp(1) \frac{(m+1)^3}{n_*^4} \frac{E_{at}}{|\mathbf{E}|} \right]^{2n_*-1} \times \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{(m+1)^3}{n_*^3} \frac{E_{at}}{|\mathbf{E}|}\right), \quad (14)$$

где  $n_* = (m+1)\sqrt{U_H/U_m}$ ,  $U_H$  — потенциал ионизации атома водорода с основного состояния,  $E_{at} \approx 5.1 \cdot 10^9$  В/см — напряженность атомного поля,  $\omega_{at} \approx 4.1 \cdot 10^{16}$  1/с — атомная частота.

При анализе соотношения (8) учтем, что при небольших концентрациях электронов ( $n_e \ll n_c = m_e \langle \omega^2 \rangle_{\text{in}} / (4\pi e^2)$ ) отражение назад от движущегося ионизационного фронта мало [15]. Тогда, согласно (9)–(12), соотношение (8) приобретает вид

$$\langle \omega^2 \rangle_{\text{out}} = \langle \omega^2 \rangle_{\text{in}} \left( 1 + \frac{\mathcal{E}_{\text{ion}}^{fr}}{\mathcal{E}_{\text{in}} - \mathcal{E}_{\text{ion}}^p} \right) \left( 1 - \frac{\mathcal{E}_{\text{ion}}^{res}}{\mathcal{E}_{\text{in}} - \mathcal{E}_{\text{ion}}^p} \right)^{-1}, \quad (15)$$

где

$$\mathcal{E}_{\text{ion}}^p = \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E} \mathbf{j}_{\text{ion}} dt d^3 \mathbf{r} = \sum_{m=0}^{Z-1} U_m \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_{\text{in}} dt d^3 \mathbf{r} \quad (16)$$

— энергия лазерного импульса, переданная веществу в объеме  $V_{pl}$  на преодоление электронами потенциальных барьеров  $U_m$  в процессе ионизации,

$$\mathcal{E}_{\text{ion}}^{res} = \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E} \mathbf{j} dt d^3 \mathbf{r} = \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma \frac{m_e \mathbf{V}_E^2}{2} dt d^3 \mathbf{r} \quad (17)$$

— остаточная энергия электронов [10,15,16],  $\mathbf{V}_E = \frac{e}{m_e} \times \int_{-\infty}^t \mathbf{E} dt'$ ,

$$\mathcal{E}_{\text{ion}}^{fr} = \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma \frac{e^2 \mathbf{E}^2}{2m_e \langle \omega^2 \rangle_{\text{in}}} dt d^3 \mathbf{r}. \quad (18)$$

При выводе соотношения (15) предполагалось, что длительность ионизационного фронта на временном профиле лазерного импульса  $\tau_{\text{ion}}$  велика по сравнению

с периодом лазерного поля  $2\pi/\sqrt{\langle\omega^2\rangle_{in}}$ , так что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \frac{\partial \mathbf{j}_{ion}}{\partial t} dt = - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \mathbf{j}_{ion} dt$$

$$\approx \langle\omega^2\rangle_{in} \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E} \mathbf{j}_{ion} dt d^3\mathbf{r}.$$

Согласно (15), ионизационные процессы приводят к увеличению величины среднеквадратичной частоты прошедшего через вещества излучения. Соотношения между величинами  $\mathcal{E}_{ion}^{fr}$  (18) и  $\mathcal{E}_{ion}^{res}$  (17), определяющими сдвиг частоты в синюю сторону, существенно зависит от поляризации ионизирующего излучения. Последнее обусловлено зависимостью остаточной энергии  $\mathcal{E}_{ion}^{res}$  от поляризации [16]. В условиях линейной поляризации ионизирующего лазерного излучения ионизация происходит в моменты времени, близкие к максимумам модуля осциллирующего электрического поля, которые соответствуют близкой к нулю скорости  $\mathbf{V}_E$ . Как следствие, для линейной поляризации имеет место соотношение

$$\mathcal{E}_{ion}^{fr} \gg \mathcal{E}_{ion}^{res}. \quad (19)$$

В условиях циркулярно поляризованного лазерного поля при небольшом изменении  $\langle\omega^2\rangle_{out}$  по сравнению с  $\langle\omega^2\rangle_{in}$  для  $\mathbf{V}_E^2$  справедливо приближенное равенство  $\mathbf{V}_E^2 \approx e^2 \mathbf{E}^2 / (m_e^2 \langle\omega^2\rangle_{in})$ , так что из (17), (18) получим

$$\mathcal{E}_{ion}^{fr} \approx \mathcal{E}_{ion}^{res}. \quad (20)$$

Для линейной поляризации модуль поля  $\mathbf{E}$  представляет собой быстро осциллирующую величину в выражениях (17), (18). Если огибающая лазерного импульса  $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$  медленно меняется на масштабе периода быстрых осцилляций  $2\pi/\sqrt{\langle\omega^2\rangle_{in}}$  (что, в частности, предполагает  $\tau_{ion} \gg 2\pi/\sqrt{\langle\omega^2\rangle_{in}}$ ) и параметр  $\alpha_m \equiv (U_H/U_m)^{3/2} |\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)|/E_{at} \ll 1$  в моменты ионизации (что выполняется для сравнительно легких атомов с зарядовым номером ядра  $Z < 10$ ), то выражения (17), (18) можно упростить. Поле  $\mathbf{E}$  представим в виде  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) \cos(\omega_0 t + \varphi)$ , где  $\omega_0 = \sqrt{\langle\omega^2\rangle_{in}}$ . Тогда выражение для остаточной энергии (17) имеет вид

$$\mathcal{E}_{ion}^{res} \approx \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{m=0}^{Z-1} \bar{W}_m \bar{N}_m R_m dt d^3\mathbf{r}, \quad (21)$$

где (ср. с [10,16])

$$R_m(\mathbf{r}, t) \approx \frac{3\hbar\omega_0}{\sqrt{2}} \left( \frac{Q_p(\mathbf{r}, t)}{U_m} \right)^{3/2}, \quad (22)$$

$Q_p(\mathbf{r}, t) = e^2 |\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)|^2 / (4m_e \omega_0^2)$  — пондеромоторный потенциал электрона, тогда как

$$\mathcal{E}_{ion}^{fr} \approx \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{m=0}^{Z-1} \bar{W}_m \bar{N}_m F dt d^3\mathbf{r}, \quad (23)$$

где

$$F(\mathbf{r}, t) = 2Q_p(\mathbf{r}, t). \quad (24)$$

Здесь

$$\bar{W}_m(|\mathbf{E}_0|) = \omega_{at} \sqrt{3} \left( \frac{\exp(1)}{\pi} \right)^{3/2} \frac{(m+1)^2}{n_*^{4.5}}$$

$$\times \left[ 4 \cdot \exp(1) \frac{(m+1)^3}{n_*^4} \frac{E_{at}}{|\mathbf{E}_0|} \right]^{2n_*-1.5}$$

$$\times \exp \left( -\frac{2}{3} \frac{(m+1)^3}{n_*^3} \frac{E_{at}}{|\mathbf{E}_0|} \right) \quad (25)$$

$\bar{N}_m$  — усредненные по лазерному периоду  $2\pi/\omega_0$  частота ионизации (14) и плотность ионов соответственно. Поскольку

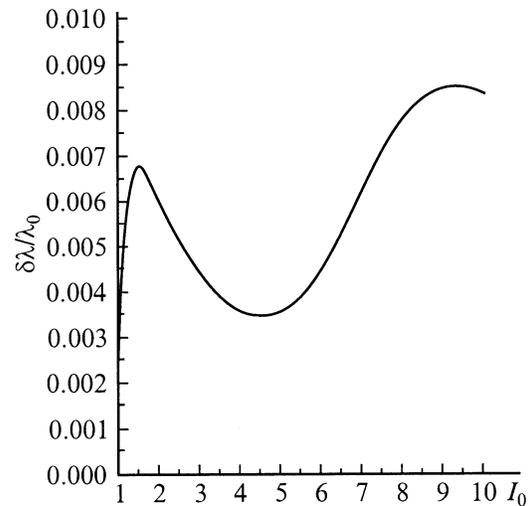
$$R_m/F \approx \frac{3}{2} \alpha_m \ll 1, \quad (26)$$

то малость  $\mathcal{E}_{ion}^{res}$  по сравнению с  $\mathcal{E}_{ion}^{fr}$  (19) в условиях линейной поляризации лазерного поля определяется малостью  $\alpha_m$ .

При малых сдвигах частоты не трудно получить из (15) выражение для уменьшения длины волны  $\delta\lambda$  относительно первоначальной длины волны  $\lambda_0$

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{E}_{ion}^{fr} + \mathcal{E}_{ion}^{res}}{\mathcal{E}_{in} - \mathcal{E}_{ion}^p}.$$

На рисунке изображена зависимость  $\delta\lambda/\lambda_0$  от пиковой интенсивности линейно поляризованного лазерного импульса в приближении одномерной геометрии распространения для параметров, соответствующих экспериментам [7]. Длина взаимодействия принята равной  $50 \mu\text{m}$ , что соответствует длине фокуса в этих экспериментах. Величина  $\delta\lambda/\lambda_0$  оказывается близкой к наблюдавшейся в [7].



Зависимость  $\delta\lambda/\lambda_0$  от пиковой интенсивности гауссова импульса  $I_0$ . Длина волны  $\lambda_0 = 0.62 \mu\text{m}$ , длительность (по полувысоте интенсивности) 90 fs. Гелий при давлении 1 atm.  $I_0$  измеряется в  $10^{15} \text{W/cm}^2$ .

## Ионизационный сдвиг частоты в присутствии ВКР назад

С увеличением интенсивности короткого лазерного импульса начинает проявляться такой параметрический процесс как ВКР. В условиях однородного облучаемого газа наибольшим инкрементом усиления обладает трехволновый процесс ВКР назад, при котором дочерняя электромагнитная волна сдвинута по частоте относительно лазерной волны в красную сторону (стоксова компонента) на частоту плазменной волны и распространяется назад по отношению к лазерному электромагнитному излучению. При распространении лазерного импульса в ионизируемом им газе возбуждение стоксовой компоненты происходит на переднем фронте импульса, за ионизационным фронтом (т.е. уже в области родившейся в результате ионизации плазмы). Распространяясь назад по отношению к лазерному импульсу, стоксова компонента усиливается в поле лазерного импульса в области плазмы независимо от ионизационного фронта. Такое усиление эффективно в том случае, когда плазма за ионизационным фронтом, в которой лазерное поле все еще велико, является однородной на достаточно большой длине с плотностью электронов  $n_{e,max}$ .

Предполагая коэффициент усиления ВКРН достаточно большим, будем считать, что отраженная назад энергия существенно превосходит ионизационные потери и затраты на возбуждение плазменных волн, т.е. будем считать

$$R_{back} \gg \frac{1}{\mathcal{E}_{in}} \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E} \mathbf{J} dt d^3 \mathbf{r}.$$

Тогда соотношение (8) имеет вид ( $\omega_0 = \sqrt{(\omega^2)_{in}}$ )

$$\langle \omega^2 \rangle_{out} = \frac{\omega_0^2 - (\omega_0 - \omega_{p,max})^2 R_{back} - X_{SRS} + \omega_0^2 \mathcal{E}_{ion}^{fr} / \mathcal{E}_{in}}{1 - R_{back}}, \quad (27)$$

где  $\omega_{p,max} = \sqrt{4\pi e^2 n_{e,max} / m_e}$  — плазменная частота,  $X_{SRS}$  — вклад ВКРН в выражение

$$\frac{1}{\mathcal{E}_{in}} \int_{V_{pl}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} dt d^3 \mathbf{r},$$

$\mathcal{E}_{ion}^{fr}$  определяется формулой (18) и мы учли, что ионизация и ВКР дают аддитивные вклады в вышеуказанное выражение в силу их пространственно временного разделения. В отсутствие ионизации проходящее через плазму излучение не смещено по частоте:  $\langle \omega^2 \rangle_{out} = \omega_0^2$ . Тогда из (27) получим аналитическую зависимость  $X_{SRS}$  от  $R_{back}$  и  $\omega_{p,max}$

$$X_{SRS} = \omega_{p,max} (2\omega_0 - \omega_{p,max}) R_{back}.$$

Подставляя это выражение в формулу (27) получим окончательно

$$\langle \omega^2 \rangle_{out} = \omega_0^2 \left( 1 + \frac{\mathcal{E}_{ion}^{fr} / \mathcal{E}_{in}}{1 - R_{back}} \right). \quad (28)$$

Таким образом, с увеличением ВКР-отражения сдвиг средней частоты в синюю сторону увеличивается.

## Заключение

Полученная выше формула, определяющая сдвиг частоты в условиях ионизации газа лазерным импульсом, существенно отличается от широко используемой оценочной формулы, обсуждавшейся во введении. Прежде всего в отличие от последней формула (15) представляет собой частоту электромагнитного излучения вне созданной плазмы (в волновой зоне). Кроме того, согласно (15), сдвиг частоты определяется интенсивностью ионизирующего излучения в области ионизационного фронта  $I_{ion}$ . В частности, если пиковая интенсивность лазерного импульса  $I_0 \gg I_{ion}$ , то и синий сдвиг оказывается незначительным. Наибольший синий сдвиг возникает в том случае, когда область ионизации на временном профиле импульса приходится на его максимальную интенсивность. В условиях газов с многоэлектронными атомами синий сдвиг определяется вкладами от ионизации электронных оболочек аддитивно. При этом с увеличением пиковой интенсивности  $I_0$  синий сдвиг увеличивается, когда  $I_0$  становится близкой к интенсивности, пороговой для последующей ионизации иона. Такие закономерности близки к наблюдавшимся в эксперименте [7] при сравнительно небольшом давлении газов (1 atm).

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 01-02-16723).

## Список литературы

- [1] Proc. SPIE. Laser Optics 2000: Ultrafast Optics and Superstrong Laser Fields / Ed. A.A. Andreev, V.E. Yashin. Vol. 4352.
- [2] L'Huillier A., Lompre L-A., Mainfray G., Manus C. // Atoms in intense laser fields / Ed. M. Gavrila. Academic Press, Inc. 1992. P. 139–201.
- [3] Najmudin Z., Dangor A.E., Modena A., Salvati M.R., Clayton C.E., Danson C.N., Gordon D.F., Joshi C., Marsh K.A., Malka V., Muggli P., Neely D., Walsh F.N. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. Vol. PS-28. N 4. P. 1057–1070.
- [4] Wilks S.C., Dawson J.M., Mori W.B., Katsouleas T., Jones M.E. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62. N 22. P. 2600–2603.
- [5] Гильденбург В.Б., Ким А.В., Сергеев А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. Вып. 2. С. 91–93.
- [6] Esarey E., Ting A. and Sprangle P. // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 42. N 6. P. 3526–3531.
- [7] Wood W.M., Siders C.W., Downer M.C. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1993. Vol. PS-21. N 1. P. 20–33.
- [8] Oliveira e Silva L., Mendonca J.T. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. Vol. PS-24. N 2. P. 316–322.
- [9] Siders C.W., Turner N.C. III, Downer M.C., Babine A., Stepanov A., Sergeev A.M. // J. Opt. Soc. Am. B. 1996. Vol. 13. N 2. P. 330–335.

- [10] *Чеготов М.В.* // Физика плазмы. 2000. Т. 26. № 10. С. 940–947.
- [11] *Шен И.Р.* Принципы нелинейной оптики. М., 1989. 190 с.
- [12] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М., 1988. 509 с.
- [13] *Андреев Н.Е., Вейсман М.Е., Кеджян М.Г., Чеготов М.В.* // Физика плазмы. 2000. Т. 26. № 11. С. 1010–1023.
- [14] *Аммосов М.В., Делоне Н.Б., Крайнов В.П.* // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 2008–2017.
- [15] *Чеготов М.В.* // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 9. С. 804–810.
- [16] *Н.А. Андреев, М.Е. Вейсман, С.П. Гореславский, Чеготов М.В.* // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 4. С. 296–310.