

УДК 533.9

ФИЗИКА

С. Д. ФАНЧЕНКО, Г. В. ШОЛИН

ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ТУРБУЛЕНТНОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

(Представлено академиком Е. К. Завойским 25 X 1971)

В экспериментах по получению высокотемпературной плотной плазмы с помощью пикосекундных лазерных импульсов ⁽¹⁾ наблюдался эффективный нагрев не только электронов, но и ионов. При этом было также обнаружено жесткое рентгеновское излучение с энергией, значительно превышающей электронную температуру плазмы T_e . Временная структура лазерного излучения в этих опытах была весьма сложной и, к сожалению, до сих пор не известна во всех деталях. Если в условиях этой экспериментальной неопределенности задаться наибольшим возможным временем нагрева τ_n , то нагрев основной доли электронов, по-видимому, удастся объяснить без учета коллективных взаимодействий на основе диссипации энергии световой волны за счет парных кулоновских столкновений. Что касается жесткой компоненты рентгеновского излучения, то в ее интерпретации при таком подходе встречаются значительные трудности ⁽²⁾.

Если же, напротив, допустить, что τ_n имеет минимальное значение, совместимое с наблюдаемой шириной оптического спектра лазера, то, по-видимому, возникнут трудности также и в объяснении экспериментально наблюдаемого нагрева ионов.

Цель настоящей работы — показать, что в интерпретации результатов лазерных опытов со сверхплотной плазмой может оказаться весьма существенным привлечение механизмов турбулентного нагрева, ранее обнаруженных и исследованных в опытах ⁽³⁾ с плазмой значительно меньшей плотности.

Характерной особенностью опытов по нагреву плазмы пикосекундными лазерными импульсами является сравнимость пиковой напряженности поля световой волны E с внутриатомным полем E_a . Вследствие этого может возникнуть весьма своеобразная физическая ситуация, когда время ионизации вещества полем волны $\tau_{\text{иониз}}$ сравнимо или даже меньше, чем время парных электрон-атомных столкновений τ_{ea} , время парных электрон-ионных столкновений τ_{ei} и период самой световой волны $T = 2\pi\Omega^{-1}$.

Пусть на конденсированное нейтральное вещество падает мощный ультракороткий импульс света с характерной частотой колебаний Ω . За время t , много меньшее времени $\tau_{\text{фронт}}$ нарастания электрического поля световых колебаний до пикового значения, свет проникает в вещество, практически не производя ионизации. По мере возрастания E включается механизм подбарьерной ионизации ^(4, 5), но вначале степень ионизации невелика и электронная плазменная частота ω_{pe} меньше Ω . Когда, наконец, E приблизится к величине E_a , то переход всех электронов вещества от финитного движения к инфинитному происходит, как известно, за время $\sim 10^{-16}$ сек. Необратимость этого перехода может быть обусловлена рядом причин, например коллективными взаимодействиями в плазме.

Рассмотрим последовательно бесстолкновительные механизмы нагрева плазмы на первой стадии описанного переходного процесса, когда $\omega_{pe} < \Omega$, и на второй стадии, когда $\Omega_{pe} > \Omega$.

1. Бесстолкновительный «ионизационный» нагрев электронов. На первой стадии время ионизации полем волны $\tau_{\text{иониз}} \sim (10^{-1} - 10^{-2})\Omega^{-1}$ и

степень ионизации малы. Вместе с тем поле E уже настолько сильное, что электроны быстро ускоряются до энергий, при которых $\tau_{el}, \tau_{ea} \gg \Omega^{-1}$. Поэтому их движение можно описать как свободные осцилляции в поле световой волны с энергией

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\max} \sin^2 (\Omega t + \varphi_0).$$

При $E \sim 10^9$ в/см, $\Omega = 2 \cdot 10^{15}$ сек $^{-1}$ будет $\mathcal{E}_{\max} = e^2 E^2 / (2m\Omega^2) \simeq 3 \cdot 10^2$ эв. Поскольку начальная фаза φ_0 для рождающихся в актах ионизации электронов подвержена статистическому разбросу, возникает разброс энергий ускоренных электронов, который можно описать температурой по порядку величины равной $\mathcal{E}_{\max}$. Описанный бесстолкновительный механизм нагрева аналогичен ранее исследованному в опытах с ударными волнами в плазме ⁽⁶⁾.

2. Образование бесстолкновительных ударных волн и аннигиляция встречных полей в условиях, когда поле световой волны приближается к E_a и $\tau_{иониз} \lesssim \Omega^{-1}$. Отметим прежде всего, что пока $E < E_a$, силовые линии электромагнитного поля световой волны распространяются в диэлектрической среде со скоростью света. При $E \gtrsim E_a$ должно наблюдаться вмораживание магнитных силовых линий световой волны в плазму в момент ионизации, сопровождаемое существенным падением скорости их распространения в среде. В очень сильных световых полях, в которых напряженность магнитного поля волны $H \gtrsim mc\Omega / e$, электроны успевают совершить оборот вокруг силовой линии прежде, чем та переместится в пространстве на заметное расстояние. При этом $\omega_{pe}^2 \gg \Omega^2 \gg \omega_{ne}\omega_{ni}$ и «нагруженные» электронами силовые линии магнитного поля могут распространяться в плазме со скоростью не более альвеновской скорости $v_A \approx H / \sqrt{4\pi\rho}$.

Важно отметить, что в момент полной ионизации ω_{pe} становится больше Ω , так что в дальнейшем поле световой волны выполняет роль высокочастотного магнитного «поршня». При этом максимальная амплитуда в замороженного поля совсем не обязательно равна полю в момент ионизации и достижения равенства $\omega_{pe} = \Omega$. Действительно, пока световое давление превышает давление вещества и замороженного в него магнитного поля, плазма будет сжиматься под действием «поршня» и будет происходить неупругое отражение с переходом энергии волны в вещество. Полное отражение света может наступить только тогда, когда замороженное в вещество поле сравняется с полем лазерного импульса или превысит его.

Поперечный ток, возникающий внутри градиента замороженного в плазму магнитного поля, неустойчив.

Согласно имеющимся теоретическим и экспериментальным данным ⁽³⁾, наиболее существенной для нагрева плазмы является ионнозвуковая неустойчивость. Она развивается за время $\Delta t_{и.з.} \sim \omega_{pi}^{-1}$ и обеспечивает нагрев электронов до $T_e \approx H^2 / (8\pi n)$. Значительная ($\sim (m/M)^{1/4}$) доля ионов также нагревается при этом до $T_i \sim T_e$ ^(7, 8). Если переход замороженного магнитного поля на фронте распространяющегося со скоростью $v \approx H / \sqrt{4\pi\rho}$ возмущения достаточно велик, то в переходной области возникает сильный электрический потенциал, вызывающий «отражение» ионов. При этом возникают благоприятные условия для развития двухпоточковой ион-ионной неустойчивости ⁽⁸⁾, с характерной величиной инкремента $\gamma_{ii} \sim Z_i e H / c \sqrt{M_i m_e}$. Развитие этой неустойчивости сопровождается нагревом всех ионов, находящихся в переходном слое. Для полной хаотизации движения ионов необходим, однако, промежуток времени порядка ионного ларморовского периода. В противном случае доля нагретых ионов будет порядка величины $\tau_{иониз} / \tau_{ион}$.

Таким образом, при распространении в вещество замороженного магнитного поля под действием светового давления выполнены условия для развития явлений, аналогичных тем, которые имеют место при возбуждении в разреженной плазме бесстолкновительных ударных волн ⁽⁹⁾. Поэто-

му можно ожидать, что на фронте распространяющегося в вещество импульса замороженного магнитного поля образуется ударная волна с бесстолкновительной диссипацией.

Обратим также внимание на одну особенность взаимодействия плазмы с высокочастотным магнитным поршнем, каким в данном случае является световой импульс.

Из экспериментов с разреженной плазмой известно ⁽¹⁰⁾, что при антипараллельной ориентации поля поршня и поля в плазме образуется нулевой ($H = 0$) слой, в котором возникает эффективная бесстолкновительная аннигиляция магнитного поля. Эта аннигиляция обеспечивается коллективными процессами и, в частности, лэнгмюровскими колебаниями, развивающимися в слое ($H = 0$). Близость частоты света к ω_{pe} приведет к тому, что образовавшаяся в этот момент турбулентность сохранится к началу следующего полупериода света, в котором ориентация полей одинакова, и будет способствовать проникновению силовых линий магнитного поля поршня в плазму.

3. Пучково-плазменные взаимодействия могут играть важную роль в образовании группы ускоренных электронов. В момент полной ионизации вещества, сопровождаемой достижением лэнгмюровской частотой значения Ω , поле волны в плазме может заметно упасть за время, сравнимое с периодом света. В этом случае энергия осцилляторного движения свободных электронов также резко упадет, но сохранится постоянная слагающая скорости, сравнимая с величиной $(2\mathcal{E}_{\max}/m)^{1/2}$. Это означает, что в фокусе лазерного импульса образуется пучок электронов с энергией направленного движения порядка 10^4 эв*. Интересно оценить время жизни пучка в плазме с плотностью $n \sim 10^{21}$ см⁻³. Легко убедиться, что $\tau_{e1} \sim 5 \cdot 10^{-11}$ сек. Если пучок выйдет за пределы ионизованного объема вещества $\tau_{ea} \geq 10^{-12}$ сек. Следовательно, за время $\tau \leq 10^{-12}$ сек. электроны не испытывают парных взаимодействий и ситуация вполне аналогична опытам по нагреву плазмы электронным пучком ^(11,12). Плотность тока пучка $j = nev \sim 5 \cdot 10^{12}$ а/см² намного превышает ту, с которой ранее проводились плазменно-пучковые эксперименты. Тем не менее, для грубой оценки обратной величины инкремента пучковой неустойчивости можно допустить, что γ^{-1} лежит в пределах от $\omega_{p1}^{-1} \simeq 10^{-14}$ сек, до $\omega_{pe}^{-1} \simeq 2 \cdot 10^{-16}$ сек⁻¹. Следовательно, основным механизмом взаимодействия пучка с плазмой должна быть раскачка лэнгмюровских колебаний. При этом по аналогии с опытными данными ⁽¹²⁾, относящимися к плазме с плотностью $n \sim 10^{12}$ см⁻³, можно ожидать появления группы электронов с $T_e \gg \mathcal{E}_{\max}$.

4. Вклад энергии в плазму, обеспечиваемый турбулентными механизмами диссипации, при больших напряженностях световой волны может оказаться сравнимым или большим, чем определяемый парными столкновениями. При $E \sim 10^{10}$ в/см частота парных кулоновских столкновений не может обеспечить поглощения энергии светового импульса длительностью $\tau \simeq 10^{-12} - 10^{-13}$ сек., а турбулентные механизмы способны передать энергию световой волны к ионам и электронам плазмы. Действительно, оценим вклад энергии в плазму, который может быть обеспечен турбулентными процессами, развивающимися при релаксации градиента замороженного магнитного поля. При площади пятна фокусировки $S \sim 3 \cdot 10^{-1}$ см² и глубине проникновения $\delta \sim v_A \Delta t = \Delta t H_{\max} / \sqrt{4\pi\rho}$, поглощенная энергия Q по порядку величины равна

$$Q \sim S \delta n T \simeq S \Delta t \frac{H_{\max}^3}{8\pi \sqrt{4\pi\rho}}.$$

* Если отсечка прохождения света в плазму возникает не за один, а за η периодов световых колебаний, пучок также будет возникать, но с энергией, грубо говоря, в η^2 раз меньшей.

При амплитуде поля волны $H_{\max} \sim 3 \cdot 10^7 \div 10^8$ э и $n \sim 10^{22}$ см⁻³ получим $Q \simeq 0,1-1,0$ джоуля. Такой же по порядку величины вклад энергии получается и при учете других рассмотренных выше бесстолкновительных механизмов нагрева.

Результаты этих весьма грубых оценок находятся в качественном согласии с данными экспериментов по нагреву плазмы ультракороткими импульсами света.

Отметим, наконец, что возможность рассмотренных выше механизмов турбулентного нагрева плазмы в лазерных экспериментах существенно зависит от того, что начальным состоянием системы является нейтральное вещество, а процесс ионизации происходит за короткое время, отвечающее фронту ультракоротких импульсов излучения ОКГ. На последующих стадиях процесса (взаимодействие света со стационарной полностью ионизованной плотной плазмой) коллективные взаимодействия также могут проявляться, но здесь возможно преобладают параметрические резонансы раскачки неустойчивостей за много периодов света, рассмотренные в ⁽¹³⁾.

В заключение авторы выражают благодарность акад. Е. К. Завойскому за поддержку работы и ценные замечания, а также П. Г. Крюкову и С. Д. Захарову за весьма полезное обсуждение.

Поступило
4 X 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. Г. Басов и др., Письма ЖЭТФ, 8, 26 (1968); Письма ЖЭТФ, 14 (1971).
² Ф. В. Бункин, А. Е. Казаков, ЖЭТФ, 59, 2233 (1970). ³ Е. К. Завойский, Атомная энергия, 14, 57 (1963); Е. К. Завойский, Л. И. Рудаков, Там же, 23, № 5, 417 (1967). ⁴ Л. В. Келдыш, ЖЭТФ, 47, 11 (1964). ⁵ A. Caputo, R. Gratton, Plasma Physics, 11, 839 (1969). ⁶ С. П. Загородников, Г. Е. Смолкин, Г. В. Шолин, VII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases 1965, 2, Belgrade, 1966, p. 791. ⁷ Г. Векштейн, Р. З. Сагдеев, Письма ЖЭТФ, 11, 297 (1970). ⁸ Р. З. Сагдеев, В сборн. Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, 4, 1964, стр. 21. ⁹ С. П. Загородников, Г. Е. Смолкин, Г. В. Шолин, ЖЭТФ, 52, 1172 (1963). ¹⁰ М. В. Бабыкин, Г. Е. Смолкин, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, 1, Vienna, 1969, p. 129. ¹¹ Я. Б. Файнберг, Атомная энергия, 11, № 4, 313 (1961). ¹² Л. П. Закалов, А. Г. Плахов и др., ЖЭТФ, 54, № 4, 1088 (1968). ¹³ В. П. Силин, ЖЭТФ, 48, 1679 (1965).