

РАЗРУШЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ВИХРЯ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ КАК ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ "КУЛОНОВСКОГО ВЗРЫВА"

А.В.Гордеев¹⁾, Т.В. Лосева⁺¹⁾

Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия

⁺Институт динамики геосфер РАН, 117979 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 сентября 1999 г.

После переработки 18 октября 1999 г.

В рамках неквазинейтральной модели электронных вихрей в магнитном поле предложен новый механизм "кулоновского взрыва", когда ионы ускоряются под действием электрического поля разделения зарядов на магнитном дебаевском радиусе $r_D \sim V/4\pi e n_e$. Численными расчетами показано, что в процессе ускорения ионов за время порядка ω_{pi}^{-1} , где ω_{pi} – ионная плазменная частота, формируется бесстолкновительная ударная волна, эффективная ширина фронта которой оказывается порядка $\delta \sim r_D$ и определяется нарушением квазинейтральности. Первопричиной такой взрывной динамики является формирование на характерных временах порядка ω_{pe}^{-1} (ω_{pe} – электронная плазменная частота) "дырок" электронной плотности, возникающих из-за генерации электронной завихренности вайбелевской неустойчивостью электромагнитной волны. Расчеты для лазерного импульса с интенсивностью $J \sim 6 \cdot 10^{18}$ Вт/см² приводят к разлету ионов по радиусу со скоростями вплоть до $3.5 \cdot 10^8$ см/с.

PACS: 42.65.Re, 52.30.-q, 52.60.+h

1. Создание лазеров со сверхвысокой интенсивностью за последние несколько лет привело к большому числу возможных приложений [1,2]. Речь идет об интенсивностях лазерного излучения $J > 10^{18}$ Вт/см² при длинах волн $\lambda \leq 1$ мкм и с длительностью импульса короче 10^{-12} с [3]. При этом стандартным объектом, обсуждаемым в литературе, является филамент с начальным радиусом $r_0 \sim c/\omega_{pe}$, из которого выталкиваются электроны при прохождении лазерного импульса. Обсуждение эффектов, возникающих при эволюции такого филамента, привело к понятию "кулоновского взрыва", когда ионы разлетаются с весьма значительными скоростями. В литературе по лазерной плазме обсуждаются различные способы возникновения таких нитей [4]. Точные измерения происходящего в результате воздействия лазера быстрого разлета плазмы показали экспериментально наличие скоростей $\sim (2 - 4) \cdot 10^8$ см/с для лазерного импульса с интенсивностью $J \sim 6 \cdot 10^{18}$ Вт/см² [5]. В [5] выражается сомнение в акустическом механизме разлета, предложенном в [3]. Мы разделяем это сомнение и предлагаем механизм разлета плазмы, основанный на новой модели электронных вихрей [6]. При этом считается, что электронный вихрь возникает при прохождении лазерного импульса и приводит к рассмотренному ниже ускорению ионов, а на начальной стадии работает пондеромоторное ускорение электромагнитным полем лазерного импульса [7].

Основной вывод модели [6] состоит в том, что в результате генерации завихренности в лазерной плазме может возникнуть нарушение квазинейтральности вблизи оси вихря. Это происходит, если размер области генерации завихренности r_0

¹⁾ A.V.Gordeev, T.V.Losseva

оказывается сравнимым с эффективным дебаевским радиусом $r_B \sim B/4\pi en_e$ (B – магнитное поле) и плотность электронов n_e резко падает в этой области. При этом подобные "дырки" электронной плотности могут рождаться в лазерной плазме в результате генерации магнитного поля. В этом случае происходит вытеснение электронов из приосевой области электронного вихря на размере $r_0 \leq r_B \sim c/\omega_{pe}$ для квазистационарных магнитных полей $eB/m_e\omega_{pe}c \geq 1$, которые могут создаваться за счет неустойчивости Вайбеля для релятивистских лазерных интенсивностей $a \equiv eE_{laser}/m_e\omega_0c > 1$, где ω_0 – частота лазерного излучения [8]. Для оценки характерной величины такого квазистационарного магнитного поля можно воспользоваться результатами работ [9,10]. Оценки в соответствии с [9,10] показывают, что величина такого магнитного поля по порядку величины равна $B \simeq 4\pi en_e\lambda a$, где λ – длина волны лазерного импульса. Подставляя сюда параметры из [5] $a \simeq 2$, $n_e \simeq 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\lambda \simeq 1 \text{ мкм}$, получим характерную величину магнитного поля $B \simeq 10^3 \text{ Тл}$.

2. Покажем, что идеальным объектом для реализации "кулоновского взрыва" [4] может быть электронный вихрь в магнитном поле, который возникает в плазме, образующейся при прохождении мощной лазерной волны через газ. Основное отличие новой модели электронных вихрей от абрикосовской заключается в том, что наряду с основным уравнением для электронной завихренности [6]

$$\Omega_e = \mathbf{B} - \frac{c}{e} \text{rot} \mathbf{p} \quad (1)$$

следует воспользоваться уравнением Пуассона

$$\text{div} \mathbf{E} = 4\pi e(Zn_i - n_e) \quad (2)$$

ввиду нарушения квазинейтральности на масштабе $\sim r_B$.

При этом из-за нарушения квазинейтральности на оси электронного вихря плотность электронов падает и под действием электрического поля ионы начинают ускоряться, так что на временах $\sim \omega_{pi}^{-1}$ формируется бесстолкновительная ударная волна. В процессе такого ускорения структура электронного вихря оказывается уже зависящей от неоднородной ионной плотности, что приводит к перестройке магнитного поля и к разрушению структуры электронного вихря. Ключевым объектом в рассматриваемом процессе является "дырка" электронной плотности с отличной от нуля завихренностью. При этом способ возникновения такой "дырки" несуществен, так что модель неквазинейтрального вихря [6] позволяет описывать электронную "дырку" любого происхождения. Здесь необходимо подчеркнуть различие в геометрии между традиционной задачей о распространении лазерного импульса и рассмотренной ниже постановкой задачи при совпадающих направлениях квазистатического магнитного поля в обоих случаях с осью z : тогда направлению распространения лазерного импульса вдоль оси y соответствует азимутальное направление вдоль φ в вихре, а поперечному разлету плазмы по x – движение ионов по радиусу r .

В предлагаемом подходе процесс кулоновского взрыва разбивается на два независимых друг от друга этапа. На первом этапе происходит перестройка силовой структуры на временах $\sim \omega_{pe}^{-1}$ при неподвижных ионах с генерацией электронной завихренности и нарушением квазинейтральности. На втором этапе возникающее из-за неквазинейтральности электрическое поле приводит к разрушению вихря за счет ионного движения на временах порядка ω_{pi}^{-1} .

Нетрудно убедиться, что в аксиально симметричном случае при разлете ионов под действием радиального электрического поля E_r наряду с радиальным ионным движением возникает движение ионов по углу φ . Хотя эта скорость мала по сравнению с радиальной: $v_{i\varphi} \sim (r_B/ct_0)v_{ir}$, где t_0 – характерное ионное время, электрическое поле E_φ принципиально важно, так как только оно способно привести к изменению магнитного поля B_z при $\partial/\partial\varphi \equiv 0$.

В уравнении для лагранжева инварианта $I \equiv \Omega_{ez}/n_e$ [6]

$$\frac{\partial I}{\partial t} + \mathbf{v}_e \nabla I = 0 \quad (3)$$

в радиальной компоненте электронной скорости

$$v_{er} = \frac{Zn_i}{n_e} v_{ir} + \frac{1}{4\pi en_e} \frac{\partial E_r}{\partial t} \quad (4)$$

из-за аксиальной симметрии задачи отсутствует член с магнитным полем и радиальная динамика I происходит с характерной ионной скоростью.

Ввиду малости электрического поля E_φ в электронном вихре возникает преимущественно радиальное движение ионов, в результате которого происходит перестройка магнитного поля и всех остальных величин в вихре. Подчеркнем, что хотя в нестационарном случае для используемой симметрии возникает индукционное электрическое поле E_φ , приводящее к изменению магнитного поля B_z , однако, как будет видно из дальнейшего, E_φ не входит явно в окончательные уравнения, и можно показать, что уравнение индукции оказывается эквивалентным уравнению (3) для электронного лагранжева инварианта I .

Для ионной компоненты используются обычные гидродинамические уравнения с нулевым давлением

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = Ze\mathbf{E} + \frac{Ze}{c} [\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}], \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div}(n_i \mathbf{v}_i) = 0. \quad (5)$$

Магнитное поле определяется из

$$\text{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi e}{c} (Zn_i \mathbf{v}_i - n_e \mathbf{v}_e) + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (6)$$

причем в направлении вдоль r ток смещения оказывается одного порядка с током ионов.

3. Таким образом, при исследовании кулоновского взрыва будет рассчитано ионное движение под действием электрического поля вихря в рамках гидродинамических уравнений при отсутствии кинетического давления. Отметим, что структура электронного вихря теперь, в отличие от [6], существенно определяется профилем плотности ионной компоненты, но не зависит от ионной скорости [11]. Вводя характерное время t_0 и характерную ионную скорость v_0 :

$$t_0 = \sqrt{\frac{m_i}{4\pi e^2 Z n_{e\infty}}}, \quad v_0 = c \sqrt{\frac{Z m_e}{m_i}}, \quad (7)$$

можно преобразовать приведенные выше уравнения (3) – (5) к следующему безразмерному виду:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial \rho} = -\frac{\partial \gamma}{\partial \rho} - i \frac{\partial b}{\partial \rho}, \quad \frac{\partial u}{\partial \tau} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho n u) = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial i}{\partial \tau} + \left\{ \frac{n}{\nu} u + \frac{1}{\nu} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial \rho} \right) \right\} \frac{\partial i}{\partial \rho} = 0. \quad (9)$$

Здесь и ниже $\tau = t/t_0$, $u = v_{ir}/v_0$, $i = I\sqrt{n_{e\infty}/4\pi m_e c^2}$, $b = B/\sqrt{4\pi n_{e\infty} m_e c^2}$, $\rho = r\sqrt{4\pi e^2 n_{e\infty}/m_e c^2}$, а $n_{e\infty} = Zn_{i\infty}$ – плотность электронов на бесконечности. Для определения входящих сюда безразмерных величин v , $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$, b и ν следует добавить уравнения для определения структуры вихря [6]:

$$\frac{\partial g}{\partial \rho} = \frac{\nu i - g}{\rho} - \frac{\gamma f}{\rho} - \nu \rho f, \quad (10)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \rho} = \frac{\nu i - g}{\rho \gamma^3} - \frac{f}{\rho}, \quad (11)$$

$$\nu = \frac{\gamma^3 n + g^2 + \gamma^4 f^2}{\gamma + i(g + \gamma^3 f)}, \quad (12)$$

где $g = b + \gamma f$, $v = -\rho f$. Здесь в выражении для ν (12) в отличие от [6] учтено изменение плотности ионов $n = n_i/n_{i\infty}$, что приводит к перестройке структуры электронного вихря. Можно сказать, что система уравнений (10) – (12) определяет некоторую эффективную адиабату для ионов – функционал $b \equiv b[n(\rho)]$, который позволяет замкнуть ионные уравнения. Описание с помощью уравнений (10) – (12) применимо в квазистатистическом пределе для электронов $\tau_B/ct_0 < 1$, что соответствует $B^2 < 4\pi n_i m_i c^2$.

Численное интегрирование системы уравнений (8)–(12) обнаружило формирование бесстолкновительной ударной волны с характерным масштабом $\delta \sim \tau_B$, рассмотренной Сагдеевым [12–14]. На рис.1 показаны профили безразмерных лагранжева инварианта i и магнитного поля b в электронном вихре, возникающие в ударной волне. При этом на больших расстояниях скорость ударной волны падает и остается инерционный разлет ионов.

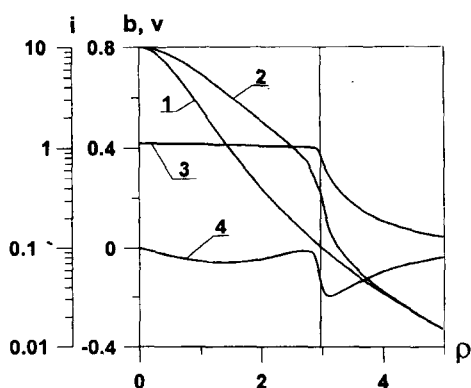


Рис.1. Профили лагранжева инварианта i (2), магнитного поля b (3) и электронной скорости v (4) в бесстолкновительной ударной волне для момента времени $t = 3.5\omega_{pi}^{-1}$. На рисунке указан также профиль лагранжева инварианта в начальный момент времени (1)

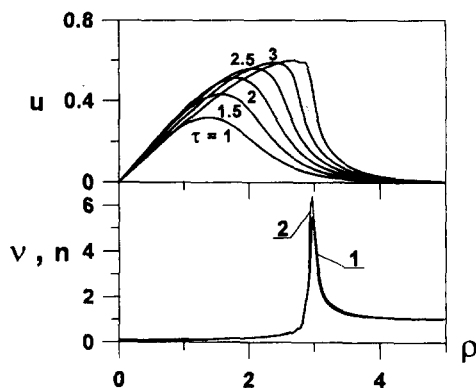


Рис.2. Профили электронной ν (1) и ионной n (2) плотностей и ионной скорости (вверху) в бесстолкновительной в ударной волне для момента времени $t = 3.5\omega_{pi}^{-1}$. На верхнем рисунке показаны также профили скорости для более ранних моментов времени

Расчеты показывают, что имеющаяся в начальный момент сильная неквазинейтральность вблизи оси вихря исчезает после прохождения нелинейной волны. Из рис.2 видно, что за фронтом волны ионная и электронная плотности совпадают и образуется квазинейтральная плазма, а характерный размер фронта соответствует оценке $\delta \sim r_B$ по электронной плотности в максимуме. Видно также, что при ускорении ионов в электрическом поле происходит постепенное укрупнение волны. На рис. 3 изображены безразмерные скорость нелинейной волны w и максимальная скорость ионов в волне u_{max} в зависимости от безразмерного магнитного поля на оси вихря b_0 в начальный момент времени. Из рисунка следует, что для характерных значений $b_0 \sim 1$, соответствующих измерениям в [5]: $B \simeq 10^3$ Тл, $n_e \simeq 10^{19}$ см $^{-3}$, максимальное значение безразмерной радиальной скорости равно $u_{max} \sim 0.7$. Это дает максимальную радиальную скорость ионов $V_r \sim 3.5 \cdot 10^8$ см/с, что хорошо совпадает с [5].

Структура электронного вихря определяется величиной лагранжева инварианта I и его характерным размером r_0 . Расчеты показали слабую зависимость энергии ионов от величины лагранжева инварианта: при изменении i в интервале от 5 до 130 при $r_0 = c/\omega_{pe}$ начальное магнитное поле на оси изменяется менее чем в 3 раза, а безразмерная скорость волны w – от 0.41 до 0.95. При этом получается оценка для энергии ионов $\epsilon_i \simeq Z m_e c^2 u_{max}^2 / 2$, которая в отличие от [4] учитывает интенсивность лазерного импульса J . В работе [15] для упомянутого выше распространения лазерного импульса вдоль оси y было измерено, что максимальная скорость разлета плазмы происходит под углом 90° градусов к направлению лазерного импульса – вдоль оси x , что хорошо согласуется с радиальным ускорением ионов в электронном вихре. При этом имеющийся там "хвост" ионов, ускоряемых в направлении, противоположном распространению лазерного импульса – в направлении отрицательных значений y , как раз соответствует индукционному ускорению в вихре по φ для $v_{i\varphi} < 0$.

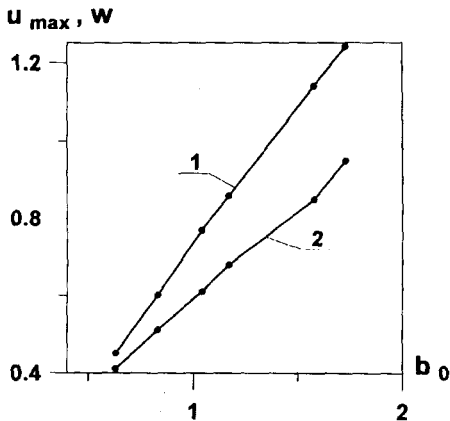


Рис.3. Зависимости максимальной скорости ионов u_{max} (1) и скорости бесстолкновительной ударной волны w (2) от величины магнитного поля на оси вихря в начальный момент времени b_0

4. Чтобы представить причины формирования бесстолкновительной ударной волны, воспользуемся известными теоретическими представлениями [12-14]. Ввиду укрупнения I на фронте волны появляется некоторое характерное значение I_0 на малом масштабе вблизи максимума плотности. В этом случае для плоской геометрии возможен аналитический подход при больших значениях магнитного поля $B^2 > 4\pi n_e m_e c^2$, что эквивалентно для рассматриваемых параметров условию $a > 1$.

В частности, для профиля магнитного поля $B(x)$ можно получить уравнение

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial x} \right) = \left(\frac{4\pi e}{I_0} \right)^2 \frac{B(W - v_{iz}) - n_{e\infty} I_0 W}{B(W - v_{iz})}, \quad (13)$$

где W – скорость нелинейной волны, распространяющейся по x , а скорость ионов v_{iz} может быть выражена через B . Видно, что характерным масштабом фронта волны является $\delta \sim r_B$.

В рассматриваемом подходе переход к ударной волне может быть инициирован появлением особенностей на фронте нелинейной волны за счет уравнения (3) (см. также [14]).

5. Предложена универсальная модель кулоновского взрыва, когда в качестве исходного состояния выбран неквазинейтральный электронный вихрь в магнитном поле – дырка электронной плотности, возникающая в лазерной плазме при генерации в ней завихренности в результате развития неустойчивости Вайбеля. Такая дырка является квазистационарным промежуточным состоянием, которое неизбежно формируется за очень короткие времена порядка ω_{pe}^{-1} в присутствии электронной завихренности и характеризуется величиной лагранжева инварианта I и размером r_0 . С увеличением размера r_0 энергия вихря растет, при этом для $r_0 \sim c/\omega_{pi}$ скорость ионов уже порядка скорости света, так что следует учитывать движение ионов в вихре и квазистатическое приближение нарушается [16]. Получившееся квазиравновесие является принципиально нестационарным на временах порядка ω_{pi}^{-1} , когда ионы ускоряются в электрическом поле и электронное вращение трансформируется в движение ионов. Представленные расчеты показывают, что величина скорости ионов и их угловое распределение хорошо согласуются с измерениями в [5] и [15].

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 97-02-16980). Авторы благодарят В.Т.Тихончука за указание на работу [15].

-
1. E. Esarey et al., IEEE Trans. Plasma Sci. **24**, 252 (1996).
 2. M. Tabak, J. Hammer, M.E. Glinsky et al., Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
 3. K. Krushelnick, A. Ting, C.I. Moore et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 4047 (1997).
 4. N.H. Burnett and G.D. Enright, IEEE Journal of Quantum Electronics. **26**, 1797 (1990).
 5. G.S. Sarkisov, V. Yu. Bychenkov, V.T. Tikhonchuk et al., Pis'ma v ZhETF **66**, 787 (1997); G.S. Sarkisov, V. Yu. Bychenkov, V.N. Novikov, and V.T. Tikhonchuk, Phys. Rev. **E59**, 7042 (1999).
 6. А.В. Гордеев, С.В. Левченко, Письма в ЖЭТФ **67**, 461 (1998).
 7. Г.С. Саркисов, В.Ю. Быченков, В.Т. Тихончук, Письма в ЖЭТФ **69**, 20 (1999).
 8. E.S. Weibel, Phys. Rev. Lett. **2**, 83 (1959).
 9. S.V. Bulanov, M. Lontano, T. Zh. Esirkepov et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 3562 (1996).
 10. Г.А. Аскаръян, С.В. Буланов, Ф. Пегораро, А.М. Пухов, Письма в ЖЭТФ **60**, 240 (1994).
 11. A.V. Gordeev, A.S. Kingsep, and L.I. Rudakov, Physics Reports **243**, 215 (1994).
 12. Р.З. Сагдеев, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций*, т.4, М.: Издательство Академии Наук СССР, 1958, с.384.
 13. Р.З. Сагдеев, в сб. *Вопросы теории плазмы*, под ред. М.А. Леонтовича, т.4, М.: Атомиздат, 1964, с.20.
 14. В.В. Красносельских, ЖЭТФ **89**, 498 (1985).
 15. K. Krushelnick, E.L. Clark, Z. Najmudin et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 737 (1999).
 16. A.V. Gordeev, S.V. Levchenko, Electromagnetic Waves and Electronic System, **3**, 25 (1998).