

Динамика характеристик электронных и позитронных пучков в лазерно-плазменном ускорителе

Д. В. Пугачёва^{1,2} и Н. Е. Андреев^{1,2}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва
125412, Россия

² Московский физико-технический институт (государственный университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный 141701, Россия

E-mail: sedyakina.d@gmail.com

Статья поступила в редакцию 9 декабря 2020 г.

Аннотация. В данной работе исследовалась динамика характеристик заряженных частиц при различных режимах лазерно-плазменного ускорения, подходящих для использования на отдельном ускорительном этапе многостадийного лазерно-плазменного коллайдера. Показаны основные отличия в наборе энергии, эволюции эмиттанса и деполяризации электронных и позитронных сгустков в случаях линейного и умеренно нелинейного режимов.
<https://doi.org/10.33849/2020203>

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка новых лазерно-плазменных (LPA) методов ускорения электронов и позитронов представляет большой интерес, поскольку они могут послужить основой для новых компактных многостадийных ускорителей до сверхвысоких энергий, недостижимых другими методами с использованием классических радиочастотных ускорителей [1, 2]. В частности, для проведения прецизионных тестов Стандартной модели необходимы высококачественные пучки поляризованных электронов и позитронов с энергией порядка ТэВ [3, 4]. Традиционные коллайдеры, позволяющие получать заряженные частицы с энергией такого диапазона, имеют длину несколько десятков километров. Альтернативный электрон-позитронный коллайдер на основе LPA, состоящий из множества отдельных ускорительных стадий, имел бы длину несколько сотен метров, при условии набора частицей 10 ГэВ на отдельной стадии. Каждая ускорительная ступень может состоять из предварительно сформированного плазменного канала длиной не более метра, в котором под действием лазерного импульса будет происходить генерация кильватерной волны, подходящей для ускорения частиц из внешнего инжектора [5].

В ходе проведения данной работы разработанный и протестированный гибридный вычислительный код [6], сочетающий в себе как PIC-методы, так и сеточные методы, был адаптирован для моделирования процесса ускорения в отдельных стадиях лазерно-плазменного коллайдера не только релятивистских электронов, но и позитронов. Динамика ускорения изучалась как в линейном режиме, так и в случае умеренно нелинейного процесса взаимодействия лазерного импульса с плазменным каналом.

2. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ МОДЕЛИ

В этой работе ускорение электронных и позитронных пучков рассматривалось в поле кильватерной волны, генерируемой интенсивным лазерным импульсом в плазменном канале с параболическим радиальным профилем плотности плазмы [7]:

$$n_e = n_{e,0} \left[1 + \left(\frac{r}{R_{ch}} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где $n_{e,0}$ — начальная плотность плазмы на оси канала, а R_{ch} — радиус канала.

В случае линейного режима ускорения лазерный импульс считался согласованным с плазменным каналом, что определялось равенством $R_{ch} = k_p r_0^2 / 2$, где r_0 — радиус лазерного пятна, а $k_p = \omega_p / c$ определяется плотностью $n_{e,0}$. В таком канале лазерный импульс распространяется с постоянной амплитудой и при условии, что его мощность не превышает критическую, генерирует квазистационарное кильватерное поле, потенциал ϕ которого в линеаризованном приближении может быть записан [8, 9] как

$$\phi = \phi_0 e^{(-\rho^2 / \rho_0^2)} \sin \left[\xi + \left(1 - \frac{1}{2\gamma_{ph}^2} \right) \tau \right] \quad (2)$$

в безразмерный переменных

$$\rho = k_p r, \quad \tau = \omega_p t, \quad \xi = k_p (z - ct), \quad (3)$$

где ϕ нормирован на mc^2/e , e — заряд электрона, $\rho_0 = k_p r_0 / \sqrt{2}$ — характерная ширина плазменной кильватерной волны, а γ_{ph} — гамма-фактор фазовой скорости волны, определяющей групповую скорость лазерного импульса. Тогда ускоряющие и фокусирующие силы, действующие на электрон в ускорительной стадии, могут быть соответственно записаны в следующем виде:

$$F_z = \frac{\partial \phi}{\partial \xi} = \phi_0 e^{(-\rho^2 / \rho_0^2)} \cos \left[\xi + \left(1 - \frac{1}{2\gamma_{ph}^2} \right) \tau \right], \quad (4a)$$

$$F_r = \frac{\partial \phi}{\partial \rho} = -2\phi_0 \frac{\rho}{\rho_0^2} e^{(-\rho^2 / \rho_0^2)} \sin \left[\xi + \left(1 - \frac{1}{2\gamma_{ph}^2} \right) \tau \right]. \quad (4b)$$

Для позитронов соответствующие силы имеют обратный знак.

В случае умеренно нелинейного режима ускорения эволюция безразмерной амплитуды лазерного импульса $a = eE_l/(m\omega_0)$ и генерируемого кильватерного поля определяется нелинейным откликом плазмы [10]:

$$\left\{ (\Delta_{\perp\rho} - \nu_0) \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \frac{\partial \ln \nu_0}{\partial \rho} \frac{\partial^3}{\partial \rho \partial \xi^2} + \nu_0 \Delta_{\perp\rho} \right\} \phi - \frac{\nu_0^2}{2} \left\{ 1 - \frac{1 + |a|^2/2}{(1 + \phi)^2} \right\} = \nu_0 \Delta_{\perp\rho} \frac{|a|^2}{4}, \quad (5)$$

где $\nu_0 = n_0(\rho, \xi)/n_{e,0}$, n_0 — начальное распределение электронов в плазменном канале, а ω_0 — частота лазерного импульса.

Движение отдельных частиц и динамика поляризации их сгустков описывались с помощью релятивистского уравнения Лоренца и уравнения Томаса-Мишеля-Телегди [11] соответственно, что совместно с уравнениями (4) при линейном режиме или с использованием уравнения (5) при умеренно нелинейном режиме составляет замкнутую самосогласованную систему уравнений, описывающую процесс ускорения поляризованной заряженной частицы в поле кильватерной волны, генерируемой лазерным импульсом в плазменном канале [12]. Под вектором поляризации сгустка частиц \mathbf{P} в данной работе понимается усредненный по всем спидам отдельных частиц вектор, а величина деполаризации сгустка равняется модулю разницы между начальным \mathbf{P}_0 и текущим \mathbf{P} вектором поляризации, взятым с обратным знаком ($-|\Delta\mathbf{P}| = -|\mathbf{P} - \mathbf{P}_0|$).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1. Линейный режим ускорения

Для исследования эволюции характеристик электронных и позитронных пучков при линейном режиме ускорения параметры лазерного импульса были выбраны следующим образом:

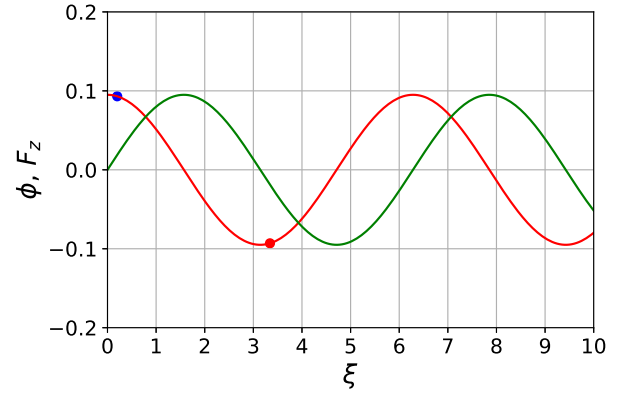
$$a = 0.5, \quad \tau_0 = 80 \text{ фс}, \quad r_0 = 50 \text{ мкм}, \quad \lambda_0 = 0.8 \text{ мкм}, \quad (6)$$

где τ_0 — длительность (FWHM) лазерного импульса, которая для заданной плотности отвечает резонансному возбуждению кильватерного поля, λ_0 — длине его волны. Согласованный радиус плазменного канала [7] составил $R_{ch} = 123$ мкм, а плотность электронов плазмы на оси канала была выбрана таким образом, чтобы соответствующий ей гамма-фактор кильватерной волны $\gamma_{ph} = \omega_0/\omega_p$ был равен 80 и $k_p = 0.0982$ мкм⁻¹. Амплитуда кильватерного потенциала при этом составила $\phi_0 = 0.095$, его характерный радиус $\rho_0 = 3.47$, а длина дефазировки $L_{ph} = \lambda_0 \gamma_{ph}^3 \simeq 41$ см [9, 13].

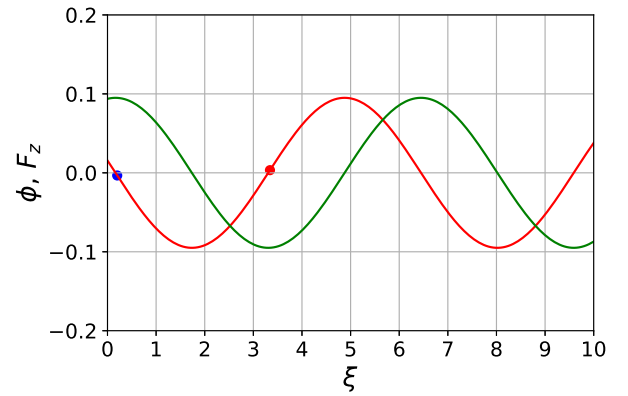
Общие параметры электронного и позитронного сгустков были выбраны следующим образом:

$$E_{inj} = 3.5 \text{ ГэВ}, \quad \sigma_r k_p = 0.212, \quad \sigma_z k_p = 0.1, \quad \varepsilon_{x,n}^{(0)} = 1 \text{ мм мрад}, \quad (7)$$

где σ_r и σ_z характерные радиус и длина сгустка, а $\varepsilon_{x,n}^{(0)}$ — начальный нормализованный поперечный эмиттанс вдоль оси X . Заданные значения радиуса и эмиттанса отвечают согласованному случаю, при котором



(a)



(b)

Рисунок 1. Распределение безразмерных кильватерного потенциала ϕ (зеленая линия) и ускоряющей силы F_z (красная линия), действующей на электроны, на оси плазменного канала в начале (a) и конце (b) линейного режима ускорения частиц. Синими и красными точками обозначено положение электронных и позитронных сгустков соответственно.

начальное значение эмиттанса сохраняется в процессе ускорения под действием заданной постоянной фокусирующей силы [9, 14].

Для эффективного захвата и набора энергии частицами их необходимо инжектировать в правильную фазу кильватерного поля. Для электронов значение ускоряющего поля в точке инжекции должно быть отрицательным, а в случае ускорения позитронов фазу инжекции необходимо выбрать таким образом, чтобы величина ускоряющего поля имела противоположный знак. Поскольку фазовая скорость кильватерной волны меньше скорости ускоряющихся ультрарелятивистских частиц, электроны и позитроны в процессе ускорения смещаются относительно кильватерного поля, а действующие на них фокусирующие и ускоряющие силы оказываются нестационарными (рисунок 1).

Длина ускорения, обеспечивающая максимальный прирост энергии электронного сгустка конечной ширины в ускорительной стадии, равна половине длины дефазировки [13], что для заданных выше параметров составляет около 20 см. Для того, чтобы заряженные частицы набрали максимальную энергию на данном ускорительном этапе, их необходимо инжектировать в окрестность максимума ускоряющей силы. Для центра электронного пучка в заданных параметрах была вы-

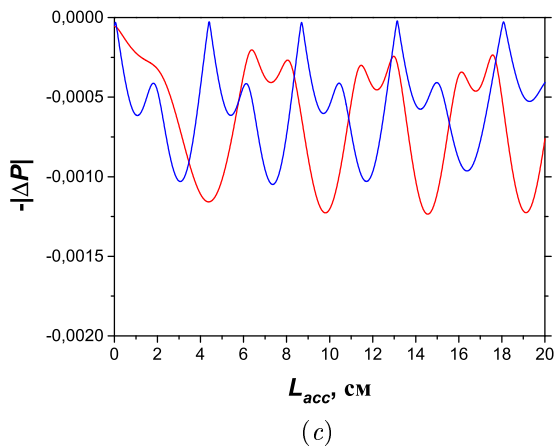
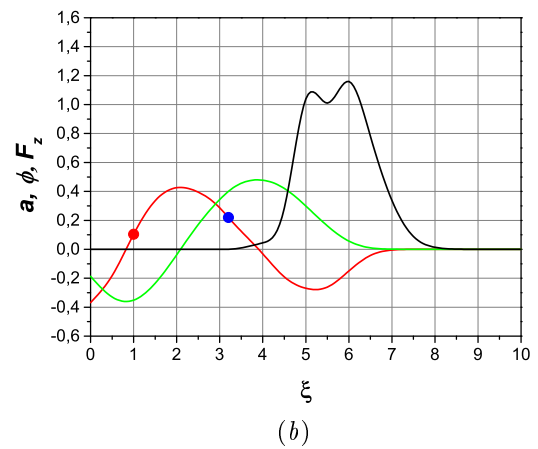
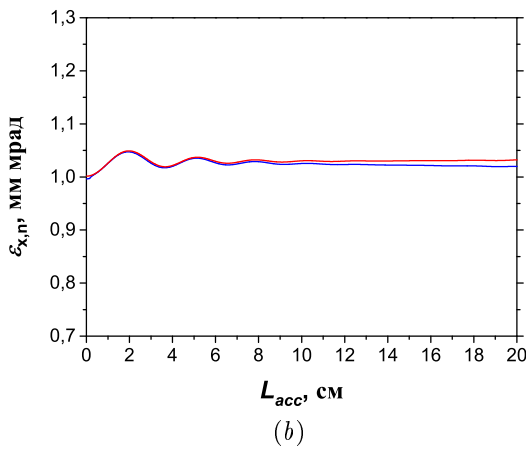
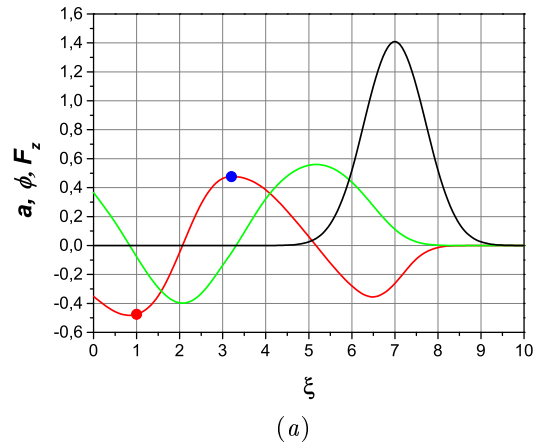
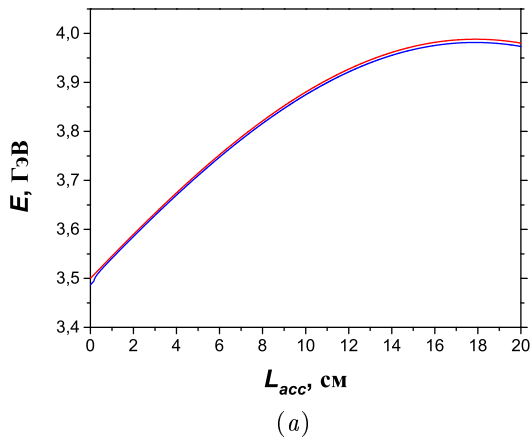


Рисунок 2. Динамика характеристик электронного (синие линии) и позитронного (красные линии) пучков в зависимости от длины ускорения при линейном режиме. На (a) изображен набор энергии частицами, (b) соответствует динамике эмиттанса, а (c) — росту абсолютного значения деполаризации.

брана фаза $\xi_c^- = 0.2$, для позитронов фаза $\xi_c^+ = 3.34$ (рисунок 1).

Поскольку в линейном режиме ускоряющие фазы кильватерного потенциала оказываются симметричными и квазистационарными, динамика характеристик электронных и позитронных пучков совпадает. Разли-

Рисунок 3. Распределение безразмерных амплитуды лазерного импульса a (черная линия), кильватерного потенциала ϕ (зеленая линия) и ускоряющей силы F_z (красная линия), действующей на электроны, на оси плазменного канала в начале (a) и конце (b) умеренно нелинейного режима ускорения частиц. Синими и красными точками обозначено положение электронных и позитронных сгустков соответственно.

чия на рисунке 2 объясняются небольшим смещением позитронного пучка в момент инжекции относительно симметричной фазы, в которой был ускорен электронный пучок. Максимальный прирост энергии (рисунок 2(a)) на 20 см составил 500 МэВ и для электронов, и для позитронов.

3.2. Умеренно нелинейный режим ускорения

Для умеренно нелинейного режима ускорения заряженных частиц требуется большая (по сравнению с линейным режимом) безразмерная амплитуда лазерного импульса a . При моделировании были взяты следующие параметры:

$$a = 1.4, \quad \tau_0 = 56 \text{ фс}, \quad r_0 = 89 \text{ мкм}, \quad \lambda_0 = 0.8 \text{ мкм}. \quad (8)$$

Для компенсации нелинейности длина лазерного импульса была выбрана меньше резонансной [15]. Радиус канала был выбран немногим больше согласованного и составил 305.1 мкм при согласованном радиусе $R_{ch} = 236.34$ мкм для компенсации процессов самофокусировки [16]. Плотность электронов на оси плазменно-

го канала составила $N_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что соответствует $k_{p0} = 0.0595 \text{ мкм}^{-1}$, $\gamma_{ph} = 132$ и длине дефазировки в линейном пределе $L_{ph} = \lambda_0 \gamma_{ph}^3 \simeq 180 \text{ см}$. Все начальные параметры, за исключением фазы инжекции ($\xi_c^- = 3.2$, $\xi_c^+ = 1$), электронного и позитронного пучков совпадали:

$$E_{inj} = 67.5 \text{ МэВ}, \quad \sigma_r k_p = 0.212, \quad \sigma_z k_p = 0.03, \\ \varepsilon_{x,n}^{(0)} = 1 \text{ мм мрад.} \quad (9)$$

Данные параметры близки к согласованным [9, 14] для величины фокусирующей силы в точке инжекции электронного пучка. В отличие от линейного режима ускорения, в случае умеренно нелинейного режима ускоряющие фазы для электронных и позитронных сгустков отличаются [17]. Генерируемый лазерным импульсом кильватерный потенциал не является симметричным (рисунок 3). Это приводит к укорочению ускорительной фазы для позитронов и меньшей по сравнению с электронами величине действующих на них ускоряющих сил. В конце ускорения (рисунок 3(b)) позитроны оказываются в замедляющем поле, в то время как электроны продолжают набирать энергию.

Максимальный набор энергии для позитронов в этом случае составляет около 5 ГэВ на длине 60 см, в то время как электроны на той же длине получают прирост энергии практически в 8 ГэВ (рисунок 4(a)), а максимальный набор энергии для них составит около 10 ГэВ на длине в 90 см. Отличия в значениях кильватерного поля в точках инжекции электронов и позитронов означают, что на частицы в начальный момент времени действуют разные по величине ускоряющие и фокусирующие силы. Эти различия отражаются на динамике эмиттансов пучков в процессе ускорения и приводят к значительно большему росту эмиттанса позитронного пучка при одних и тех же начальных параметрах обоих сгустков, поскольку для позитронов эти параметры не являются согласованными (рисунок 4(b)). Отличия в динамике деполяризации, которая зависит от эмиттанса и среднего гамма-фактора частиц в пучке [3], не столь значительны, поскольку больший рост эмиттанса позитронного пучка компенсируется меньшей по сравнению с электронами набранной энергией (рисунок 4(c)).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведен сравнительный анализ линейного и умеренно нелинейного режимов ускорения электронных и позитронных пучков в одной секции лазерно-плазменного коллайдера. Для заданных параметров сгустков и выбранных фаз инжекции динамика эмиттанса и набор энергии позитронного пучка в случае умеренно нелинейного режима существенным образом отличается от динамики характеристик электронов. Конечный эмиттанс в случае ускорения позитронов превышает значение эмиттанса электронного сгустка, что обуславливается отличающимися значениями действующих в плазменном канале на частицы сил в разных фазах инжекции. Максимальный набор энергии позитронов равен 5 ГэВ, в то время как электроны на той же длине способны получить прирост в 8 ГэВ, поскольку ускоряющая фаза для электронного пучка оказывается длиннее, а величина ускоряющих сил — больше. Та-

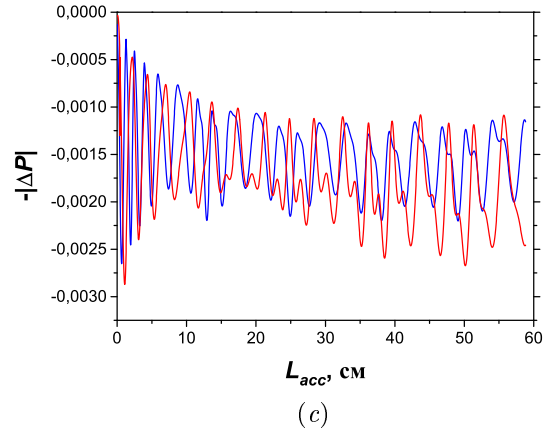
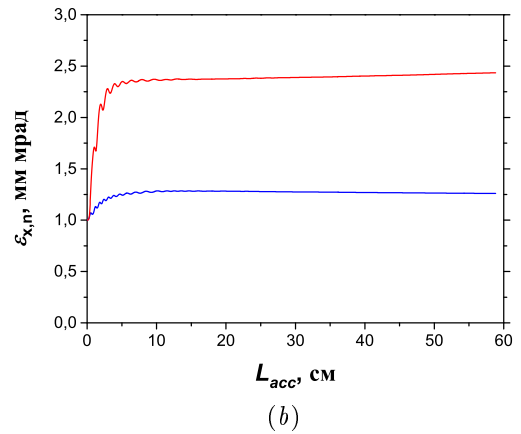
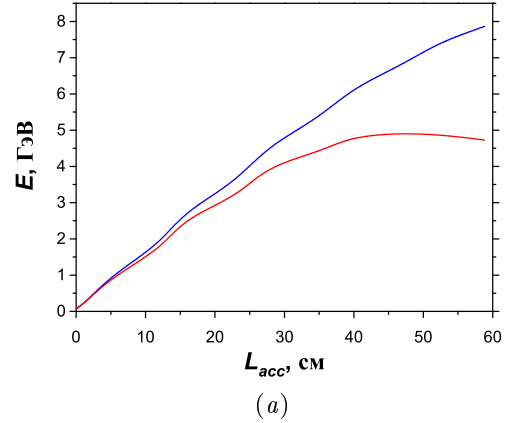


Рисунок 4. Динамика характеристик электронного (синие линии) и позитронного (красные линии) пучков в зависимости от длины ускорения при умеренно нелинейном режиме. На (a) изображен набор энергии частицами, (b) соответствует динамике эмиттанса, а (c) — росту абсолютного значения деполяризации.

кой эффект не наблюдается при линейном режиме ускорения, поскольку кильватерный потенциал в этом случае симметричен и позволяет ускорять частицы с одинаковой эффективностью, однако темп ускорения оказывается значительно меньше по сравнению с умеренно нелинейным режимом. Динамика деполяризации позитронных и электронных пучков отличается слабо для обоих режимов, несмотря на больший рост эмиттанса

позитронного сгустка при умеренно-нелинейном режиме ускорения, поскольку этот рост компенсируется меньшей по сравнению с электронами величиной набранной позитронами энергии.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках проекта «Лазерно-плазменные ускорители ультрарелятивистских электронов и позитронов» № 19-02-00908-А Российского Фонда Фундаментальных Исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Weikum M K *et al* 2019 *AIP Conference Proceedings* **2160** 040012
2. Cros B 2016 *Nature* **530** 165
3. Vieira J *et al* 2011 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **14** 071303
4. Schroeder C B *et al* 2010 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 101301
5. Alejo A, Walczak R and Sarri G 2019 *Sci. Rep.* **9** 5279
6. Pugacheva D V and Andreev N E 2018 *Quantum Electron.* **48** 291
7. Andreev N E, Kirsanov V I and Gorbunov L M 1995 *Phys. Plasmas* **2** 2573
8. Andreev N E and Kuznetsov S V 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 1211
9. Veisman M E and Andreev N E 2020 *Quantum Electron* **50** 392
10. Andreev N E, Nishida Y and Yugami N 2002 *Phys. Rev. E* **65** 056407
11. Bargmann V, Michel L and Telegdi V L 1959 *Phys. Rev. Lett.* **2** 435
12. Pugacheva D V and Andreev N E 2016 *Quantum Electron.* **46** 88
13. Андреев Н Е и Горбунов Л М 1999 *УФН* **169** 53
14. Esarey E, Shadwick B A, Catravas P and Leemans W P 2002 *Phys. Rev. E* **65** 056505
15. Andreev N E and Kuznetsov S V 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** A39
16. Andreev N E, Gorbunov L M, Kirsanov V I, Nakajima K and Ogata A 1997 *AIP Publishing* **4** 1145
17. Andreev N E, Gorbunov L M and Ramazashvili R R 1997 *Plasma Phys. Rep.* **23** 277