

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»**

Факультет електроніки

(повна назва інституту/факультету)

Кафедра електронних приладів та пристроїв

(повна назва кафедри)

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

_____ Л.Д. Писаренко
“ ” _____ 2019 р.

Дипломна робота

освітньо-кваліфікаційного рівня «Бакалавр»

з напрямку підготовки **6.050802 – Електронні пристрої та системи**

на тему: Кільватерне прискорення плазми у нанокapілярах

Виконав:

студент IV курсу, гр. ДЕ-351

_____ Логвіненко Єгор Володимирович

(прізвище, ім'я, по батькові)

_____ (підпис)

Керівник _____ доцент, к.т.н., Цибульський Леонід Юрійович

(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

_____ (підпис)

Нормоконтроль _____ доцент, к.т.н. Чадюк Вячеслав Олексійович

(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

_____ (підпис)

Рецензент _____ проф., к.т.н. доц. Орлов Анатолій Тимофійович

(посада, науковий ступінь, вчене звання, прізвище та ініціали)

_____ (підпис)

Засвідчую, що у цьому дипломному
проекті немає запозичень з праць інших
авторів без відповідних посилань.

Студент _____
(підпис)

Київ – 2019

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»**

Факультет електроніки
Кафедра електронних приладів та пристроїв

Рівень вищої освіти – перший (бакалаврський)
Напрямок підготовки (програма професійного спрямування) – 6.050802 –
Електронні пристрої та системи (Електронні прилади та пристрої)

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри, проф., д.т.н.
_____ Л.Д.Писаренко
« ____ » _____ 2019 р.

ЗАВДАННЯ

на дипломну роботу студенту

Логвіненко Єгор Володимирович

- 1. Тема проекту** «Кільватерне прискорення плазми у нанокапілярах»
і керівник проекту Цибульський Леонід Юрійович, доцент, к.т.н., доцент
затверджені наказом по університету від « ____ » _____ 2019 р., № _____
- 2. Строк подання** студентом проекту « 10 » червня 2019 р.
- 3. Вихідні дані до проекту:**
- 4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки:** Анотація; вступ; огляд базових типів, фізичні основи, принцип роботи, конструкція; огляд сучасних комплексних систем; моделювання; дослідження моделі; перелік використаної науково-технічної літератури.
- 5. Перелік графічного матеріалу:** креслення складальне, концентратор електромагнітної енергії креслення деталей; допоміжні графічні матеріали з рисунками, графіками та формулами.
- 6. Дата видачі завдання** 15.04.2019

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів дипломного проекту	Строк виконання етапів проекту	Примітка
1	Огляд науково-технічної літератури	20.04.2019– 15.05.2019	
2	Розробка геометрії на основі даних з опрацьованої літератури	16.04.2019– 14.05.2019	
3	Розробка фізично-топологічної моделі	15.04.2019– 26.05.2019	
4	Розрахунок за моделлю	27.04.2019– 17.05.2019	
5	Розробка складального креслення і деталювання	18.05.2019– 22.05.2019	
6	Оформлення пояснювальної записки	22.05.2019– 01.06.2019	
7	Перевірка на унікальність	10.06.2019	
8	Креслення плакатів з формулами та графіками, підготовка доповіді	13.06.2019	
9	Підписання дипломної роботи	16.06.2019	

Студент гр. ДЕ-51 _____ Логвіненко Є.В.

Керівник проекту _____ Л.Ю. Цибульский

**Пояснювальна записка
до дипломного проекту**

на тему: «Кільватерне прискорення плазми у нанокapілярах»

Київ – 2019

РЕФЕРАТ

Кільватерне прискорення плазми у нанокапілярах

Дипломний проект освітньо-кваліфікаційного рівня «Бакалавр» спеціальності 171- Електроніка, спеціалізації – Електронні прилади та пристрої. Логвіненко Єгор Володимирович. КПІ ім. Ігоря Сікорського. Факультет електроніки, кафедра «Електронні прилади та пристрої». Група ДЕЗ-51. – К.: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2019. – 90 с., іл. 15, табл. 1.

Ключові слова: Прискорювач; лазер; плазма; лазерний прискорювач плазми; кільватерне прискорення.

Короткий зміст роботи: В даній роботі розглядається принцип роботи прискорювачів частинок. Найбільше уваги присвячено лазерному прискоренню . Детально розглянуто лазерно-керований плазмовий кільваторно польовий ефекти поширення. Окрему увагу приділимо принципам та характеристикам прискорення плазми, лазерному розповсюдженню у вакуумі, режиму лазерного випромінювання. Проаналізовано зміни енергії електрона в плазмі хвилі. Експериментально продемонстровано прискорення плазми , надано поетапну характеристику експериментів ,а також аналіз отриманих результатів їх обґрунтування у вигляді висновків .

АНОТАЦІЯ

Фундаментальні питання про природу матерії та енергії знайшли відповіді завдяки використанню прискорювачів частинок. Соціальні програми, такі як лікування раку або візуалізація раку, ілюструють вплив прискорювачів у нашому поточному житті. Сьогодні прискорювачі використовують металеві порожнини, які підтримують електричні поля зі значеннями, обмеженими приблизно 100 МВ/м. Завдяки їхній здатності підтримувати градієнти екстремального прискорення, плазмове середовище нещодавно було запропоновано для майбутніх резонансних прискорюючих структур. Цей внесок підкреслює величезну еволюцію плазмових прискорювачів, керованих як лазерними, так і частинними пучками, що дозволяють виробляти високоякісні пучки частинок зі ступенем настроюваності і набором параметрів, що робить їх дуже доречними для багатьох застосувань.

S U M M A R Y

Fundamental questions on the nature of matter and energy have found answers thanks to the use of particle accelerators. Societal applications, such as cancer treatment or cancer imaging, illustrate the impact of accelerators in our current life. Today, accelerators use metallic cavities that sustain electric fields with values limited to about 100 MV/m. Because of their ability to support extreme accelerating gradients, the plasma medium has recently been proposed for future cavity-like accelerating structures. This contribution highlights the tremendous evolution of plasma accelerators driven by either laser or particle beams that allow the production of high quality particle beams with a degree of tunability and a set of parameters that make them very pertinent for many applications.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ	13
ВСТУП	14
1 ПРИСКОРЕННЯ ЛАЗЕРНОЇ ХВИЛІ	15
Деякі історичні довідки	15
1.1 Поля лазерної хвилі: лінійний режим	22
1.2 Лазерна хвиля	24
1.3 Самомодульований лазерний прохід	25
1.4 Вимушене лазерне спучування	31
1.5 Режим бульбашки	33
1.6 Інжекція в градієнті щільності	36
1.7 Ін'єкція зіткнення лазерних імпульсів	39
1.8 Ін'єкції, викликані іонізацією	44
1.9 Поздовжня ін'єкція	45
1.10 Прискорення сплескання пучка частинок	48
1.10.1 Електронно-керований плазмовий потік	48
1.10.2 Протон-керований плазмовий прохід	51
1.11 Висновки до розділу	54
2. ПРИСКОРЮВАЧІ ЧАСТОК НА ОСНОВІ ПУЧКА, ЩО БАЗУЮТЬСЯ НА БАЛКАХ.	57
2.1 Вступ	57
2.2 Заряджені частинки, пучки заряджених частинок і PWFA	58
2.3. PWFA	58
2.4. Нелінійні КПЧ режим	61
2.5. Самомодуляційна нестабільність	61
2.6 Висновки до розділу	64
3. ЛАЗЕРНО-КЕРОВАНІЙ ПЛАЗМОВИЙ КІЛЬВАТОРНО ПОЛЬОВИЙ ЕФЕКТИ ПОШИРЕННЯ.	65
3.1 Характеристики прискорення лазерної плазми	67
3.1.1 Лазерне розповсюдження у вакуумі	67
3.1.2 Збудження плазмової хвилі.	69
3.1.3 Режими лазерного випромінювання	71
3.1.4 Енергетичний приріст електрона в плазмі хвилі.	73
3.2 Експеримент з прискорення плазми.	74
3.2.1 Експериментальна демонстрація лазерного наведення.	74
3.2.2 Вимірювання плазмових хвиль в капілярних трубах.	75

3.3 Висновки до розділу	78
ВИСНОВКИ	80
ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНОЇ НАУКОВО-ТЕХНІЧНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	83

					<i>ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ</i>	<i>Анк</i>
<i>Змн</i>	<i>Анк</i>	<i>№ локум</i>	<i>Пілпис</i>	<i>Дата</i>		<i>12</i>

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

PWFA - Particle WakeField Acceleration – кільваторно польовий прискорювач частинок – КПЧ;

LWFA - laser wakefield acceleration - лазерний прискорювач кільваторного поля – ЛПКП;

PIC - particle-in-cell - метод чатинки у комірці ;

SLAC - Stanford Linear Collider – Стенфордський лінійний колайдер – СЛК;

LHC - Large Hadron Collider - великий адронний колайдер – ВАК;

g - градієнт магнітного поля;

k - нормований градієнт магнітного поля;

LEP - Large Electron–Positron Collider - великий електронно-позитронний колайдер – ВЕПК;

n_e - концентрація електронів;

n_i – концентрація іонів ;

J – густина струму;

TEMW - Transverse electromagnetic waves- поперечні електромагнітні хвилі – ПЕХ;

AC - electrical conductivity- електропровідність змінного струму.

SMWF - Self-Modulated WakeField - само модульоване кільватерне поле – СМКП;

E_{out} - сумарна енергія переданого лазерного імпульсу;

$\gamma_{\perp 0}$ - фактор Лоренца;

λ_p .- довжина хвилі плазми;

$R(z)$ - радіус кривизни хвильового фронту;

ΔW - Приріст енергії електрона, прискореного в плазмі;

РВРА – прискорювач на основі плазми - ППЧ;

WWF – кільваторно плазмови прискорювач – КПП;

					<i>ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ</i>	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		13

ВСТУП

Несподіваний рівень участі показує також динамічність цієї галузі досліджень з вражаючим зростанням груп у Європі та в усьому світі. Фізика прискорювача почалася майже 130 років тому з відкриттям катодного трубопроводу. З тих пір прискорювачі набули ефективності та продуктивності, що забезпечують енергетичні пучки частинок з рекордними значеннями енергії та світності. Протягом останнього століття вони були розроблені для фундаментальних досліджень, наприклад, для виробництва інтенсивних пікосекундних рентгенівських імпульсів у синхротронних машинах, або ще недавно ще більш коротких, декількох фемтосекундних імпульсів рентгенівського випромінювання у вільних електронних лазерних машинах. Такі короткі рентгенівські імпульси мають вирішальне значення для вивчення надшвидких явищ, наприклад, в біології, для відстеження еволюції структури ДНК або в матеріалознавстві, щоб простежити еволюцію кристалів. Вищі енергетичні прискорювачі мають вирішальне значення для відповіді на важливі питання щодо витоків Всесвіту, темної енергії, кількості розмірів простору і т.д. Найбільший з них, Великий адронний колайдер, підтвердив, наприклад, два роки тому існування бозона Хіггса.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Піппис	Дата		14

1 ПРИСКОРЕННЯ ЛАЗЕРНОЇ ХВИЛІ

Деякі історичні довідки

Рисунок 1.1 ілюструє деякі з багатьох фундаментальних відкриттів, які були зроблені в минулому столітті і дозволили досліджувати речовини з просторовою роздільною здатністю від 10^{-10} до 10^{-20} м.

Більше того, як показано на рис.1.2, при щорічному ринку більше декількох мільярдів доларів США прискорювачі використовуються сьогодні в багатьох областях, таких як терапія раку, іонна імплантація, різання та плавлення електронів, і неруйнівний контроль тощо.

Прискорююче поле в надпровідних радіочастотних порожнинах, внаслідок електричного пробоя металеві порожнини, обмежено близько 100 МВ / м. Саме з цієї причини збільшення енергії частинок вимагає збільшення довжини прискорення. У 1950-і роки Будкер і Векслер [1] запропонували використовувати колективні поля плазми для більш компактного прискорення заряджених частинок. У піонерській теоретичній роботі, виконаній у 1979 р., Тадзіма та Доусон [2] показали, як інтенсивний лазерний імпульс може збудити хвилю плазмових коливань через нелінійну пондеромоторну силу, пов'язану з лазерним імпульсом.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Піппис	Дата		15

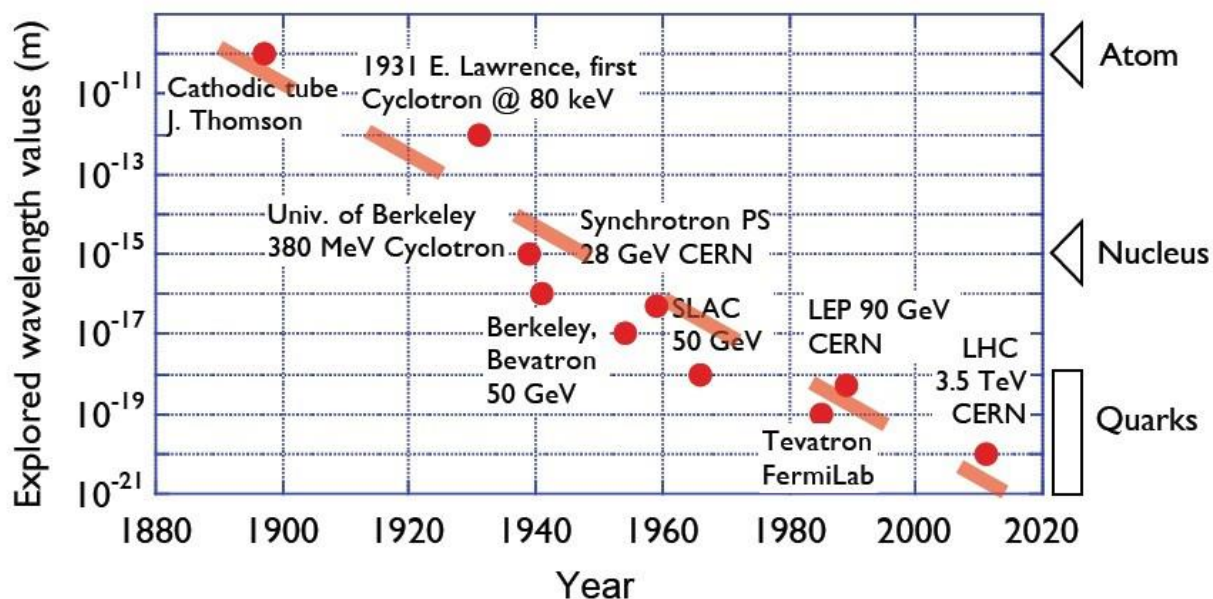


Рисунок 1.1: Еволюція прискорювачів та їх основні відкриття

У запропонованій схемі релятивістські електрони вводили зовні і прискорювали в дуже високому електричному полі ГВ/м, підтримуваному релятивістськими плазмовими хвилями. У даній статті [2] автори запропонували дві схеми: биття лазерної хвилі і лазерне хвильове поле. На початку 1990-х років було проведено декілька експериментів, які впливали з їхніх ідей, і вводили кілька МВ/м-електронів, які отримували енергію в ГВ/м, прискорюючи градієнти з використанням або хвилі биття, або лазерного хвильового поля. У 1994 році в лабораторії Резерфорда Епплтона, використовуючи вулканічний лазер потужністю 40 ТВт, були створені сотні градієнтів прискорення ГВ/м, які використовуються для уловлювання електронів з самої плазми, і для прискорення їх до декількох десятків МВ/м на відстані лише 1 мм. З тих пір градієнти прискорення ТВ/м були продемонстровані в нелінійному режимі в схемі вимушеного лазерного хвильового поля. Рисунок 1.3 ілюструє компактність плазмового прискорювального резонатора.

Application	Total syst. (2007) approx.	System sold/yr	Sales/yr (M\$)	System price (M\$)
Cancer Therapy	9100	500	1800	2.0 – 5.0
Ion Implantation	9500	500	1400	1.5 – 2.5
Electron cutting and welding	4500	100	150	0.5 – 2.5
Electron beam and X-rays irradiators	2000	75	130	0.2 – 8.0
Radio-isotope production (incl. PET)	550	50	70	1.0 – 30
Non destructive testing (incl. Security)	650	100	70	0.3 – 2.0
Ion beam analysis (incl. AMS)	200	25	30	0.4 – 1.5
Neutron generators (incl. sealed tubes)	1000	50	30	0.1 – 3.0
Total	27500	1400	3680	

Рисунок 1.2: Ринок промислових прискорювачів та їх основні соціальні програми

У 1985 році Чен і Доусон [4] запропонували використовувати пучок електронних пучків для керування плазмовими пробудженнями з повторними градієнтами прискорення ГВ/м. Незабаром після цього були проведені перші експерименти з прискорення кільватерних частинок (КПЧ) за допомогою драйверів електронних променів низької енергії. У 1996 році Т. Катсулеас та К. Джоши запропонували використовувати ультрарелятивістський електронний пучок, який доставляв SLAC linac для прискорення ГВ/м полів. У 2009 р. було запропоновано можливість прискорення плазмово-польового розгону з протонним пучком [5], і автори продемонстрували за допомогою чисельного моделювання, що енергетичні рівні TeV можуть бути досягнуті в одну стадію прискорення, керовану протонним зв'язком TeV.

В обох випадках прискорюючий градієнт виникає в результаті швидкого коливання електронної плазми, що слідує за електронним обуренням. Якщо в спочатку рівномірній і без зіткнень плазмі плита електронів зміщується з положення рівноваги, то відновляюча сила, що прикладається до цієї електронної плити, відсуває їх до положення рівноваги.

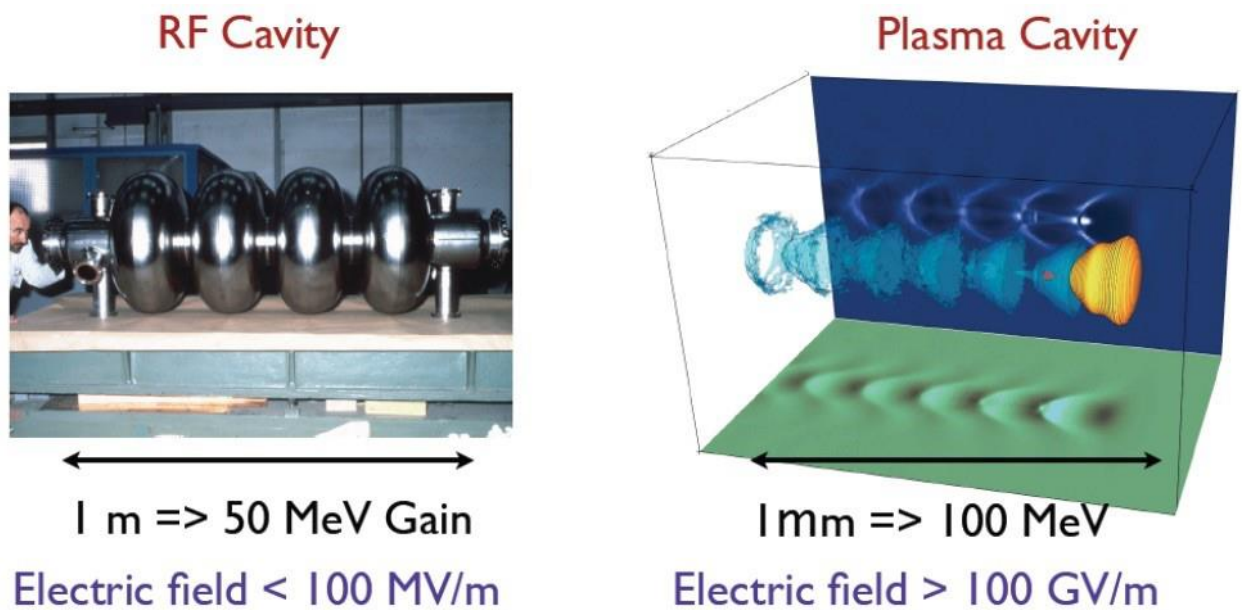


Рисунок 1.3: Компактність плазмової «порожнини». Зліва: Радіочастотна порожнина. Праворуч: нелінійний лазерний плазмовий прохід. Лазерний імпульс в жовтому кольорі поширюється зліва направо, ізоелектронна щільність зображена синім і електронним пучок у червоному.

Для часового масштабу, відповідного руху електронів, рух іонів можна знехтувати через інерцію. Типова частота коливань електронів навколо положення рівноваги називається частотою електронної плазми ω_{pe} :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (1)$$

де n_e - незворотна електронна щільність.

Якщо $\omega_{pe} < \omega_0$ (де ω_0 - частота лазера), то характеристична шкала часу плазми довша за оптичний період надходження випромінювання. Середовище не може зупинити поширення електромагнітної хвилі. Потім середовище є прозорим, і його називають «недостатньо щільним». Коли $\omega_{pe} > \omega_0$, то характерний часовий масштаб електронів досить швидкий для адаптації до вхідної хвилі і повністю або частково відображає випромінювання, а середовище називається «надмірною».

Ці дві області розділені на частоту ω_0 , що відповідає критичній щільності, $n_c = \omega_0^2 m_e \epsilon_0 / e^2$. Для довжини хвилі $\lambda_0 = 1$ мкм отримуємо $n_c = 1,1 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Типовий діапазон електронних густин лазерних прискорювачів плазми з поточною лазерною технологією становить $[10^{17} \text{ см}^{-3} - 10^{20} \text{ см}^{-3}]$.

У рівномірному іонному шарі записано зміну щільності δn для періодичного синусоїдального збурення щільності електронної плазми.

$$\delta n = \delta n_e \sin(k_p z - \omega_p t) \quad (2)$$

де ω_p і k_p - кутова частота і хвильовий номер плазмової хвилі.

Це зміна щільності призводить до збурення електричного поля $\delta \vec{E}$ через рівняння Пуассона:

$$\vec{\nabla} \delta \vec{E} = - \frac{\delta n e}{\epsilon_0} \quad (3)$$

Це дає

$$\delta \vec{E}(z, t) = \frac{\delta n_e e}{k_p \epsilon_0} \cos(k_p z - \omega_p t) \vec{e}_z \quad (4)$$

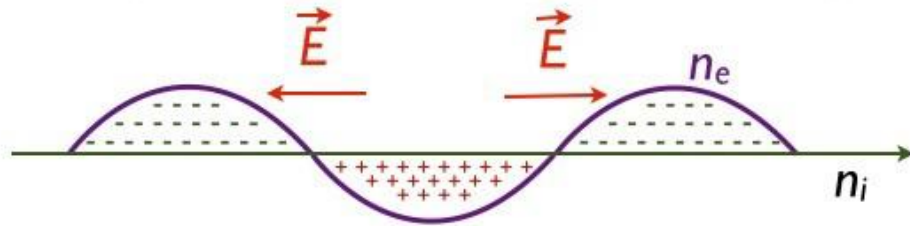
Електричне поле, пов'язане з релятивістською плазмовою хвилею, тобто з фазовою швидкістю, близькою до швидкості світла $v_p = \omega_p / k_p \sim c$, може бути описано

$$\delta \vec{E}(z, t) = E_0 \frac{\delta n_e}{n_e} \cos(k_p z - \omega_p t) \vec{e}_z, \quad (5)$$

де $E_0 = m_e c \omega_{pe} / e$.

У лінійному випадку, як показано на рис. 1.4, збурення відносної щільності набагато менше одиниці, а збурення щільності електричним полем має синусоїдальний профіль. Зауважимо, що електричне поле дефазується на $-\pi / 4$ відносно електронної густини. 1-процентне збурення щільності при щільності плазми 10^{19} см^{-3} відповідає 3 ГВ/м. У нелінійному випадку для 100% збурення щільності при щільності плазми 10^{19} см^{-3} прискорююче поле досягає 300 ГВ/м.

The space charge E-field can be very large : $E(\text{GV/m}) = 30 [n_e/10^{17}\text{cm}^{-3}]^{1/2}\delta$



The phase velocity of these plasma waves can be close to c

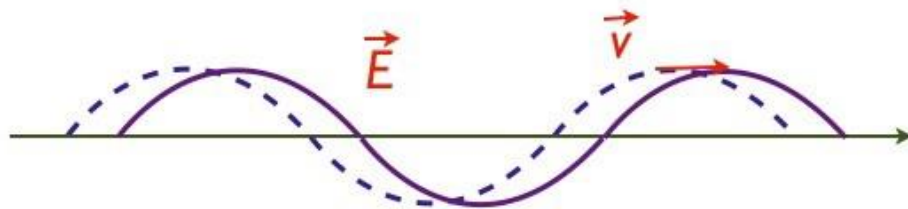


Рисунок 1.4: Збурення щільності з відповідним електричним полем

Тепер розглянемо рух електронів у цьому коливальному електричному полі в спрощеному випадку одновимірної плазмової хвилі. Рисунок 1.5 зображує приклад електронної траєкторії в плазмовій хвилі. У цьому фазовому просторі закриті орбіти відповідають захопленим часткам. Відкриті орбіти являють собою не заміщені електрони, або тому, що початкова швидкість занадто мала або висока. Крива, що розділяє ці дві області, називається сепаратрис. Ця сепаратриса дає мінімальні та максимальні енергії для захоплених частинок. Це можна порівняти з гідродинамічним випадком, де серфінгіст повинен повзати, щоб отримати швидкість і вловити хвилю.

Для електронної густини, набагато нижчої критичної щільності $n_e \ll n_c$, знаходимо $\gamma_p = \omega_0 / \omega_p \gg 1$ і

$$\Delta W_{\max} = 4\gamma_p^2 \frac{\delta n_e}{n_e} mc^2 \quad (6)$$

Для електрона, що рухається вздовж сепаратрис, час, необхідний для досягнення максимальної енергії, є нескінченним, оскільки існує стаціонарна точка на енергії γ_p . Для інших закритих орбіт електрон послідовно набирає і втрачає енергію при її обертанні у фазовому просторі. Для того, щоб

спроєктувати експеримент, необхідно оцінити відстань, на яку подорожує електрон, до досягнення максимального енергетичного приросту. Ця довжина, яка називається протифазною довжиною L_{deph} , відповідає обертанню $\lambda_p / 2$ у фазовому просторі. Для того, щоб мати просту аналітичну оцінку, можна припустити, що енергетичний приріст малий порівняно з початковою енергією частинки і що плазмова хвиля релятивістська $\gamma_p \gg 1$, тоді пишеться довжина протифази.

$$L_{deph} \sim \gamma_p^2 \lambda_p$$

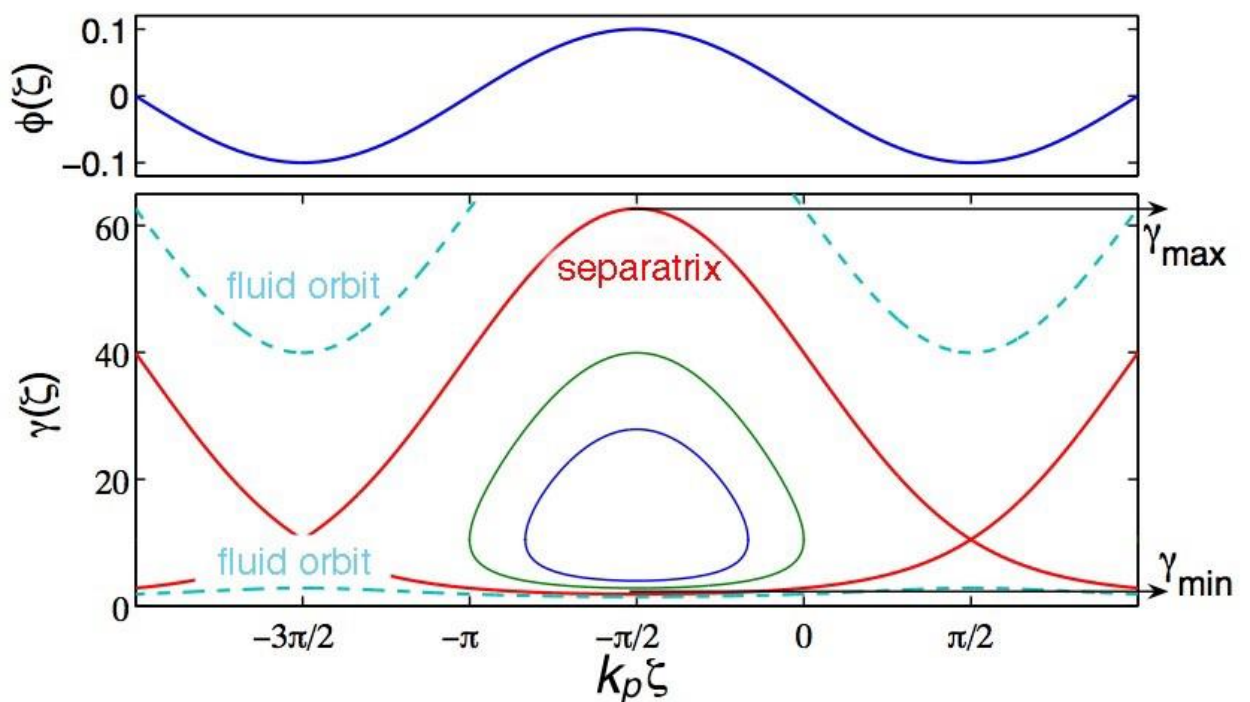


Рисунок 1.5: Верхня панель: Потенціал у фазовому просторі. Нижня панель: траєкторія введення електрона іоном потенціалу плазмової хвилі в кадрі хвилі з орбітою рідини (пунктирна лінія), захопленої орбіти і між ними в червоній сепаратрисі.

У цих формулах ми розглянули унікальний тест-електрон, який не впливає на плазмову хвилю. Насправді, масове захоплення частинок змінює електричні поля і створює плазмову хвилю. Це називається ефектом просторового заряду або навантаження пучком (що є результатом сили кулонівського відштовхування). Нарешті, цю лінійну теорію важко застосувати до нелінійних режимів, які досліджуються експериментально.

1.1 Поля лазерної хвилі: лінійний режим

Пондеромоторная сила лазера збуджує позовжню електронну плазмову хвилю з фазою, рівною груповій швидкості лазера, близькою до швидкості світла. Запропоновано два режими збудження релятивістської електронної плазмової хвилі.

У підході стандартного прискорення лазерного розгону (ЛПКП) один короткий лазерний імпульс збуджує релятивістську електронну плазмову хвилю. Оскільки пондеромоторная сила, пов'язана з позовжнім градієнтом інтенсивності лазера, має два послідовні натискання в протилежних напрямках на електрони плазми, збудження електронної плазмової хвилі є максимальним, коли тривалість імпульсу лазера становить $1/\omega_p$. Для лінійно-поляризованого лазерного імпульсу з повною шириною на половині максимуму $\sqrt{2\ln 2}L$ (по інтенсивності) записується нормалізований векторний потенціал, який також називається параметром сили лазерного променя.

$$a(z, t) = a_0 \exp \left[- \left(\frac{k_0 z - \omega_0 t}{\sqrt{2} k_p L} \right)^2 \right]$$

У лінійному режимі $a_0 \ll 1$ електронний відповідь, отриманий за гаусовим лазерним імпульсом, можна легко розрахувати [6]. У цьому випадку позовжнє електричне поле задається

$$\vec{E}(z, t) = E_0 \frac{\sqrt{\pi} a_0^2}{4} k_p L \exp(-k_p^2 L^2 / 4) \cos(k_0 z - \omega_0 t) \vec{e}_z$$

Рівняння (9) явно показує залежність амплітуди хвилі від довжини хвильового імпульсу. Зокрема, для довжини $L = \sqrt{2}/k_p$ отримано максимальне значення амплітуди, як показано на рис. 6 для лазера з нормованим векторним потенціалом $a_0 = 0,3$. Зазначимо, що в лінійному режимі електричне поле має синусоїдальну форму і досягає максимальних значень у декілька ГВ/м. Наприклад, для електронної густини $n_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ оптимальна тривалість

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		22

імпульсу дорівнює $L = 2,4$ мкм (еквівалент тривалості імпульсу $\tau = 8$ фс). Для $a_0 = 0,3$ максимальне електричне поле знаходиться в діапазоні ГВ/м. Рисунок 1.6 ілюструє збурення щільності і відповідне поздовжнє електричне поле, яке створюється при резонансі низькою інтенсивністю, $I_{laser} = 3 \cdot 10^{17}$ Вт/см², лазерний імпульс тривалістю 30 с.

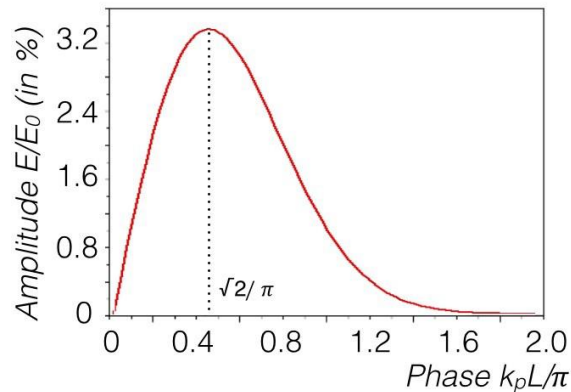


Рисунок 1.6: Амплітуда електричного поля як функція довжини гаусового лазерного імпульсу для нормованого векторного потенціалу $a_0 = 0,3$.

В експериментах, проведених на LULI, були продемонстровані релятивістські плазмові хвилі з амплітудою 1%. Як показано на Рисунку.1.7, 3 МеВ електрона були введені в релятивістську плазмову хвилю, керовану лазерним імпульсом 300 фс, деякі з яких були прискорені до 4,6 МеВ [7]. Електронні спектри мають широкий розподіл енергії з максвеллоподібною формою, як і слід було очікувати при ін'єкції електронного пучка тривалістю набагато довше, ніж у плазмовому періоді, і в цьому випадку тривалістю набагато довше живого часу плазмової хвилі.

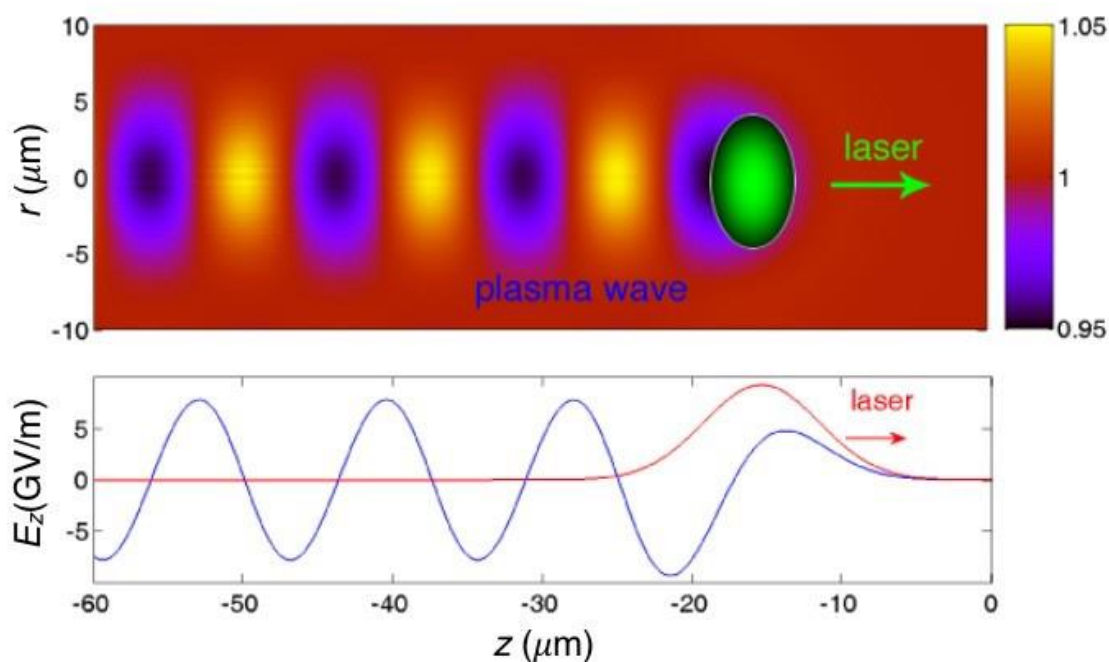


Рисунок 1.7: Збурення щільності (верхня) і електричне поле (знизу), вироблені в лінійному режимі

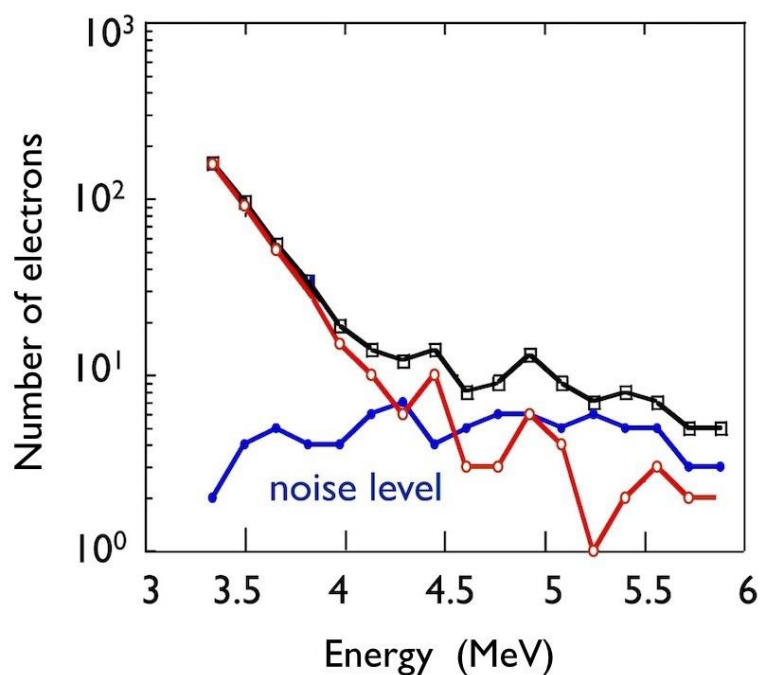


Рисунок 1.8: Спектри електронів, отримані на LULI в лазерній схемі збудження

1.2 Лазерна хвиля

Перед появою коротких і інтенсивних лазерних імпульсів релятивістські плазмові хвилі керувалися хвилею двох довгих лазерних імпульсів в кілька

десять пікосекунд (тобто тривалістю набагато більшою, ніж період плазми). У цьому випадку частота плазми ω_p повинна задовольняти точною умові збігу, $\omega_p = \omega_1 - \omega_2$ з ω_1 та ω_2 частот двох імпульсів. Перше спостереження релятивістських хвиль плазми було проведено з використанням техніки розсіювання Томсона групою К. Джоші на UCLA [8]. Прискорення введених електронами об'ємом 2 МеВ до 9 МеВ [9] і пізніше до 30 МеВ [10] було продемонстровано однією і тією ж групою з використанням CO₂-лазера довжиною хвилі близько 10 мкм. При LULI електрони 3 МеВ були прискорені до 3,7 МеВ в експериментах з хвильовими хвилями з лазерами Nd: Glass довжиною хвилі близько 1 м за допомогою поздовжнього електричного поля 0,6 ГВ/м [11]. Подібні роботи також були проведені в Японії в Університеті Осаки [12], у Великобританії в лабораторії Резерфорд Аплтон [13], а в Канаді - в лабораторії Chalk River [14]. Спектри електронів, отримані при LULI в схемі лазерних хвильових хвиль, показані на Рисунку 1.9

Для того, щоб зменшити зв'язок між електронними хвилями та іонними хвилями, що є обмежуючим фактором попередніх експериментів, проведених з 100 пс Nd-лазерами [15], експерименти, проведені в лабораторії Резерфорда з лабораторним імпульсом 3 пс, показали збудження релятивістської більш високої амплітуди плазмові хвилі [16].

1.3 Самомодульований лазерний прохід

У всіх цих експериментах, через тривалість введеного електронного пучка, який набагато довше плазмового періоду і навіть довше за час життя плазми, прискорювалася лише дуже мала частка введених електронів і вихідний пучок дуже низька якість з розподілом енергії Максвелла.

Завдяки розробці потужних лазерних систем з короткою тривалістю імпульсу (500 фс) виявлено новий режим, який дозволяє самостійно вводити електрони в дуже інтенсивних градієнтах, що перевищують 100 ГВ/м.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		25

Кумулятивні ефекти самофокусування та самомодуляція огинаючої лазера початковим збуренням щільності електронної плазми породжує потяг лазерних імпульсів, які стають резонансними з плазмовою хвилею. Ці ефекти описані на Рисунок 1.10. Режим самомодульованого лазерного кільватерного поля відбувається, коли тривалість імпульсу лазера перевищує плазмовий період і коли потужність лазера перевищує критичну для самофокусування [17–19]. Початковий гауссовий лазерний імпульс модулюється на довжині хвилі плазми під час його поширення. Цей механізм, близький до нестабільності переднього раманівського розсіювання [20], може бути описаний як розкладання електромагнітної хвилі на плазмову хвилю на частоті, зрушеній на частоту плазми.

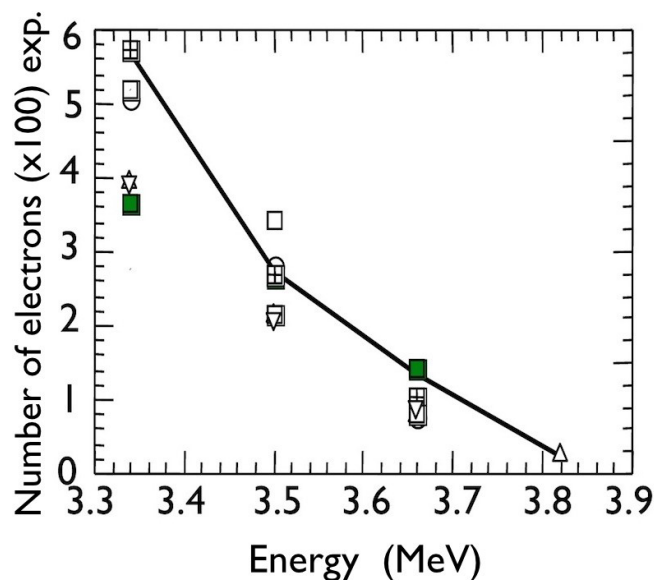


Рисунок 1.9: Спектри електронів, отримані на LULI в схемі лазерного зсуву

У експерименті, проведеному в лабораторії Резерфорд Аплтон, релятивістська хвиля плазми була збуджена інтенсивним лазером ($> 5 \cdot 10^{18}$ Вт/см²), на коротку тривалість (< 1 пс) лазерним імпульсом довжини хвилі 1,054 м. модульований лазерний режим лазерного зсуву. Це розпад (індукований рівнем шуму плазмової хвилі) сильної електромагнітної хвилі накачування (ω_0 ; k_0) в плазмову хвилю (ω_p ; k_p) і два електромагнітні каскади, що поширюються вперед у стоксах ($\omega_0 - n\omega_p$) і анти-стоксові ($\omega_0 + n\omega_p$) частоти, n - ціле додатне число, ω і k - кутова частота і число хвиль, відповідно, зазначених хвиль.

Просторова і тимчасова інтерференція цих бічних смуг за допомогою лазера створює електромагнітну картину биття, що поширюється синхронно з плазмовою хвилею. Електромагнітний удар справляє силу на електрони плазми, підсилюючи початкову плазмову хвилю рівня шуму, яка розсіює більше бічних смуг, закриваючи тим самим контур зворотного зв'язку для нестабільності.

На твердій кривій на рис. 11 показаний спектр електромагнітної частоти, що формується з плазми з щільністю $> 5 \cdot 10^{18}$ Вт/см², де абсциса - зсув частоти прямого розсіяного світла від частоти лазера в одиницях ω_p . Сигнали підвищеної швидкості та пониження передачі Стокса, що пересуваються вгору $\Delta\omega / \omega_p = \pm 1$, добре видно, як і передаваний насос при $\Delta\omega / \omega_p = 0$, а другий і третій антистоксові бокові смуги. Ці сигнали різко досягли максимуму, і їх ширина вказує, що плазмова хвиля, яка генерує ці сигнали, повинна мати час когерентності порядку лазерного імпульсу. Пунктирна крива показує спектр, коли щільність збільшується до $1,5 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Найбільш вражаючою особливістю є величезне розширення окремих антистоксових піків при цій більш високій щільності. Це розширення відповідає порушенню хвиль і в основному зумовлено втратою когерентності внаслідок сильної амплітуди і фазової модуляції при розриві хвилі. У міру розвитку хвильового лазерного випромінювання лазерне світло більше не розсіює колективний режим плазми, а замість цього розсіює захоплені електрони, які все ще періодично розгортаються в просторі, але мають діапазон імпульсів, що створюють, таким чином, діапазон частот розсіювання.

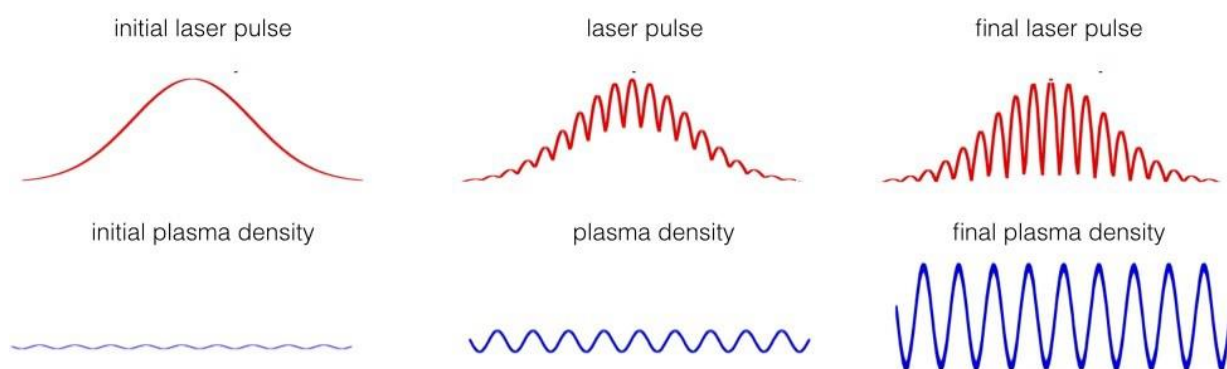


Рисунок1. 10: Еволюція лазерного імпульсу і щільності плазми в саомодульованому лазерному режимі лазерного випромінювання

Під час експериментів, проведених у Великобританії в 1994 році [3], амплітуда плазмових хвиль досягла межі розриву хвилі, де електрони, що спочатку належали плазмовій хвилі, самозахоплюються і прискорюються до високих енергій. Той факт, що зовнішня ін'єкція електронів у хвилі більше не потрібна, є значним поліпшенням. Спектри електронів, що поширюються до 44 MeV, були виміряні під час цієї першої кампанії і до 104 MeV у другій кампанії. Цей режим також був досягнутий, наприклад, у США в CUOS [21] і в NRL [22]. Проте, через нагрівання плазми цими відносно довгими імпульсами, порушення хвилі відбувалося задовго до досягнення межі холодної хвилі, яка обмежила максимальне електричне поле до кількох 100 ГВ/м. Також було виміряно максимальну амплітуду плазмової хвилі в межах 20–60% [23].

Експерименти, проведені на LOA з 1999 року, показали, що електронний промінь можна також виготовити за допомогою компактної лазерної системи 10 Гц [24]. На рисунку1.11 показані два типові електронні спектри, отримані при $1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ і $1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Лазерний промінь 0,6 Дж, 35 с був щільно сфокусований на 6 мкм фокусному місці, що призводить до пікової інтенсивності лазера $2 \cdot 10^{19} \text{ Вт/см}^2$.

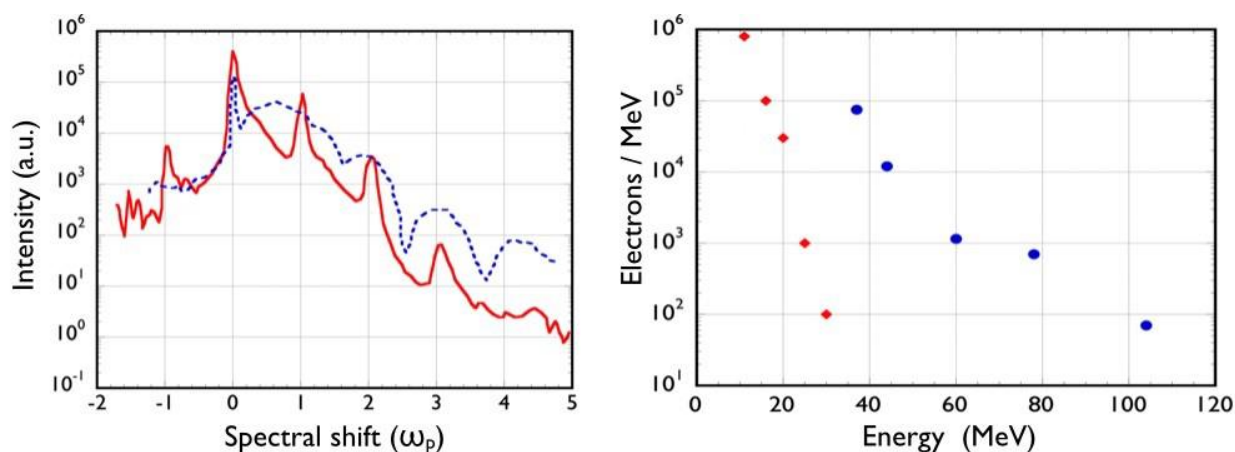


Рисунок1. 11: Частотний і електронний спектр саомодульованого лазерного режиму випромінювання лазера для двох різних щільностей електронної плазми: $0,54 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (червоний) і $1,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (синім).

Електронні розподіли з енергією електронів більше 4 MeV добре пристосовані за допомогою експоненційної функції, характерної для ефективної температури для електронного пучка. Ці ефективні температури дорівнюють 8,1 MeV (2,6 MeV) для електронної густини $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$), до якої відповідають типові значення 54 MeV (20 MeV) для максимальної енергії електронів. Ця максимальна енергія визначається перетином між експоненційною посадкою і порогом виявлення. Можна спостерігати значне зниження ефективної температури і максимальної енергії електронів для збільшення щільності електронів.

Ця точка узагальнена на рисунок 1. 12, де представлена максимальна енергія електронів як функція електронної густини. Він зменшується від 70 MeV до 15 MeV при збільшенні електронної густини від $1,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ до $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Також на рисунку 1. 12 представлена теоретична величина [25].

$$W_{\max} \approx 4\gamma_p^2 (E_z / E_0) mc^2 F_{NL}$$

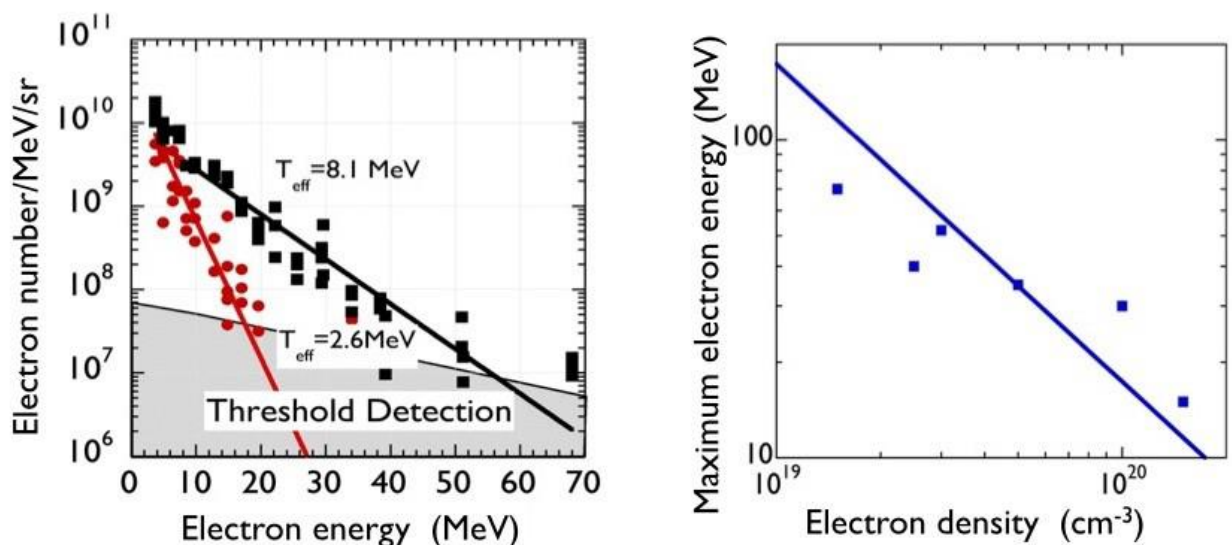


Рисунок 1.12: Ліворуч: типові електронні спектри, отримані при $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (квадрати) і $1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (кола). Відповідні ефективні температури 8,1 MeV (2,6 MeV) для електронної щільності $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$). Право: Максимальна енергія електронів як функція електронної щільності плазми. Експериментальні дані: квадрати. Теоретичні дані: лінія.

Тут максимальна енергія електрона більше, ніж звичайна, задана простою формулою $W_{\max} \approx 2\gamma_p^2 (E_z / E_0) mc^2$, де γ_p - коефіцієнт лоренца плазмової хвилі

(що дорівнює критичній щільності до відношення електронної густини n_c/n_e), E_z/E_0 - електростатичне поле, нормоване на E_0 ($E_0 = m\omega_p / e$). Коефіцієнт двох обумовлений самоканікуванням, індукованим полем просторового заряду, який фокусує прискорені електрони для всіх фаз. Поправочний коефіцієнт $F_{NL} \approx (\gamma_{\perp 0} n_0 / n)^{3/2}$ відповідає нелінійній корекції за рахунок ефекту релятивістського насоса і самоканалінгу. У цій формулі n_0 - початкова щільність електронів, n - ефективна, а $\gamma_{\perp 0}$ - фактор Лоренца, пов'язаний з інтенсивністю лазера: $\gamma_{\perp 0} = (1 + a_0^2 / 2)^{1/2}$. Депресія електронної густини оцінюється шляхом балансування сили просторового заряду і лазерної пондеромоторної сили і оцінюється $\delta n / n = (a_0^2 / 2\pi^2)(1 + a_0^2 / 2)^{-1/2}(\lambda_p / \omega_0)^2$

У випадку нижньої електронної щільності корекція депресії вносить важливе збільшення максимального енергетичного коефіцієнта, який множиться на коефіцієнт 2 на рівні $1,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Для щільностей, що перевищують $1,0 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, основний внесок обумовлений релятивістським ефектом насоса, як викладено на графіку на рис. зменшення демонструє, що електрони в основному прискорюються релятивістськими плазмовими хвилями. Максимальна енергія електронів, розрахована при меншій щільності, переоцінювала експериментальні, що вказує на те, що довжина дефазирования стає коротшою, ніж довжина Релея. Для того, щоб вирішити цю проблему, експерименти виконувалися при LOA з використанням більш довгої позаосійної параболи, вимірювалися більш енергетичні електрони, причому пікова інтенсивність лазера в десять разів менша, ніж у першому експерименті.

Електронні пучки з максвелльськими спектральними розподілами, що генеруються компактними ультракороткими лазерними імпульсами з високою частотою повторення, були також у цей час вироблені в багатьох лабораторіях світу: у LBNL [26], у NERL [27] і в Німеччині [28], і в даний час виробляються в більш ніж 20 лабораторіях по всьому світу.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		30

1.4 Вимушене лазерне спучування

Режим вимушеного лазерного випромінювання [29] досягається, коли тривалість лазерного імпульсу приблизно дорівнює періоду плазми і коли лазерна талія є довжиною хвилі плазми. Цей режим дозволяє зменшити нагрівальні ефекти, які виникають при взаємодії лазерного імпульсу з захопленими електронами. У цьому режимі можна досягти високо нелінійних плазмових хвиль, як це видно на рисунку 1.13

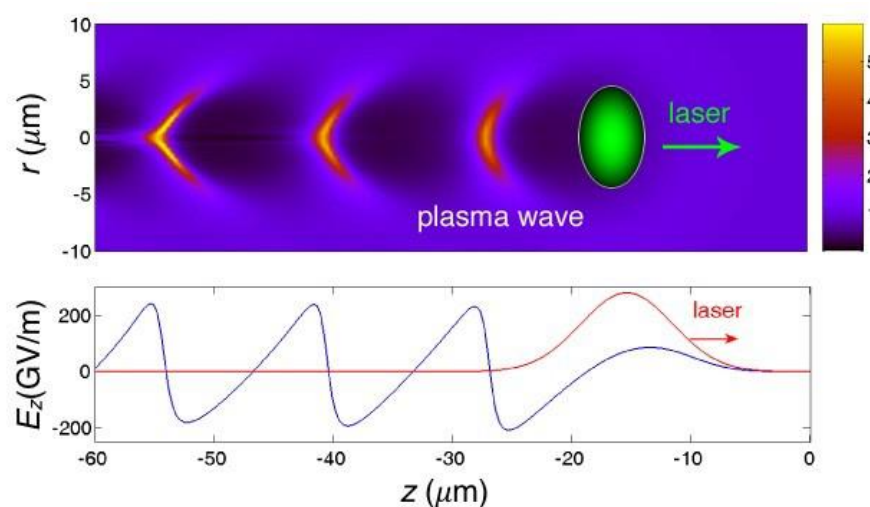


Рисунок 1.13: Збурення щільності (верхня) і електричне поле (знизу), вироблені в нелінійному режимі

Потужність лазера також повинна бути більшою, ніж критична потужність для релятивістського самофокусування, щоб лазерний промінь скорочувався в часі і в просторі. Завдяки самофокусуванню може статися ерозія пульсу, що може забезпечити ефективне генерування. Оскільки сам фронт пульсу не є самофокусованим, ерозія буде більш суворою. Слідуючий тоді в основному утворюється цим швидко зростаючим краєм, і зворотна сторона імпульсу мало взаємодіє з релятивістськими поздовжніми коливаннями електронів плазмових хвиль. Дійсно, збільшення довжини хвилі плазми за рахунок релятивістських ефектів означає, що пік розриву і прискорення плазмової хвилі потрапляє за більшість, якщо не весь, лазерний імпульс. Отже, його взаємодія, а також взаємодія прискорених електронів з лазерним імпульсом мінімізується, що

зменшує зростання емітентів за рахунок безпосереднього прискорення лазера. Завдяки коротким лазерним імпульсам нагрівання плазми в режимі вимушеного лазерного випромінювання значно нижче, ніж у саомодульованому режимі кільватерного поля. Це дозволяє досягти набагато більш високих амплітуд плазмових хвиль, а також вищих енергій електронів. Завдяки обмеженій взаємодії між лазером і прискореними електронами, якість електронного пучка також покращується. Дійсно, нормалізована поперечна емітанція, виміряна за допомогою техніки перцю, давала значення, порівнянні з тими, отриманими зі звичайними прискорювачами з еквівалентною енергією (нормалізована $m.s.$ емітанція $\varepsilon_n = 3\pi$ мм мрад для електронів при 55 ± 2 MeV) [30].

Тривимірне моделювання, проведене для цього експерименту, показало, що радіальні коливання плазмової хвилі взаємодіють когерентно з поздовжнім полем, що підвищує пікову амплітуду плазмової хвилі. Це, у поєднанні з вищезазначеним сильним самофокусуванням, є інгредієнтами, відсутніми в одномірних обробках цієї взаємодії. Навіть у двовимірному моделюванні не вдалося спостерігати електронів, що перевищують 200 МэВ, як було виміряно в цьому експерименті, оскільки, крім тривимірного моделювання, як радіальні ефекти підвищення плазми, так і самофокусування недооцінюються. Отже, $E_{\max} \sim E_{wb}$ можна досягти лише в тривимірному моделюванні. Що генеруються такі великі електричні поля, свідчить про ще одну важливу різницю між режимами FLW і СМКП оскільки в останньому, нагрівання плазми нестійкістю обмежує прискорююче електричне поле на порядок нижче межі холодної хвилі. Слід зазначити, що пікове електричне поле, що виникає для цих експериментів FLW, перевищує 1 ГВ/м, значно більше, ніж будь-яка інша когерентна прискорююча структура, створена в лабораторії.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		32

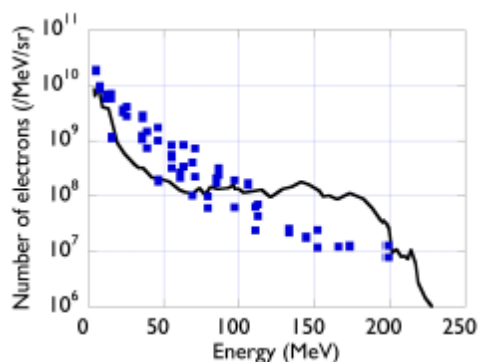


Рисунок 1.14: Типовий експериментальний (сині квадрати) і розрахований (чорна крива) електронний спектр, отриманий при $n_e = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ з лазерним імпульсом 1 Дж, 30 фс, сфокусованим до талії $w_0 = 18 \text{ мкм}$.

1.5 Режим бульбашки

У 2002 році теоретична робота, заснована на тривимірних симуляціях частинок у клітині (PIC), показала існування надійного механізму прискорення, який називається бульбашковий режим [31]. У цьому режимі розміри фокусованого лазера коротше, ніж довжина хвилі плазми в поздовжніх, а також поперечних напрямках, при цьому форма лазера виглядає як світлий шар. Якщо енергія лазера, що міститься в цьому сферичному обсязі, достатньо велика, пондеромоторная сила лазера витісняє радіально і ефективно електрони з плазми, яка утворює порожнину, вільну від електронів за лазером, в оточенні щільної області електронів. Позаду бульбашки траєкторії електронів перетинаються один з одним. Електрони вводяться в порожнину і прискорюються вздовж осі лазера, створюючи таким чином електронний пучок з радіальними і поздовжніми розмірами, меншими за розміри лазера (див. Рисунок 1.15).

Підпис цього режиму - квазімоненергетичне розподіл електронів, що є результатом локалізації ін'єкції в задній частині порожнини, що дає аналогічні початкові властивості у фазовому просторі введеним електронам. Оскільки електрони затримуються за лазерним імпульсом, це зменшує або навіть пригнічує взаємодію з електричним полем лазера.

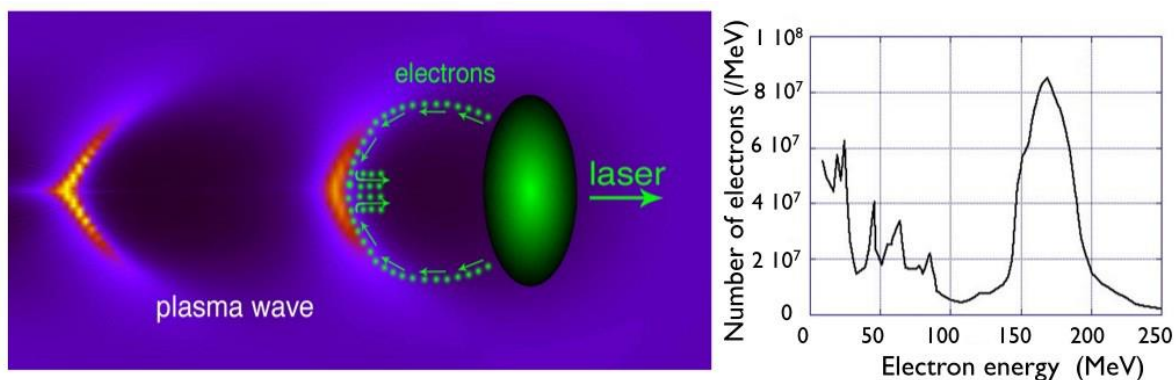


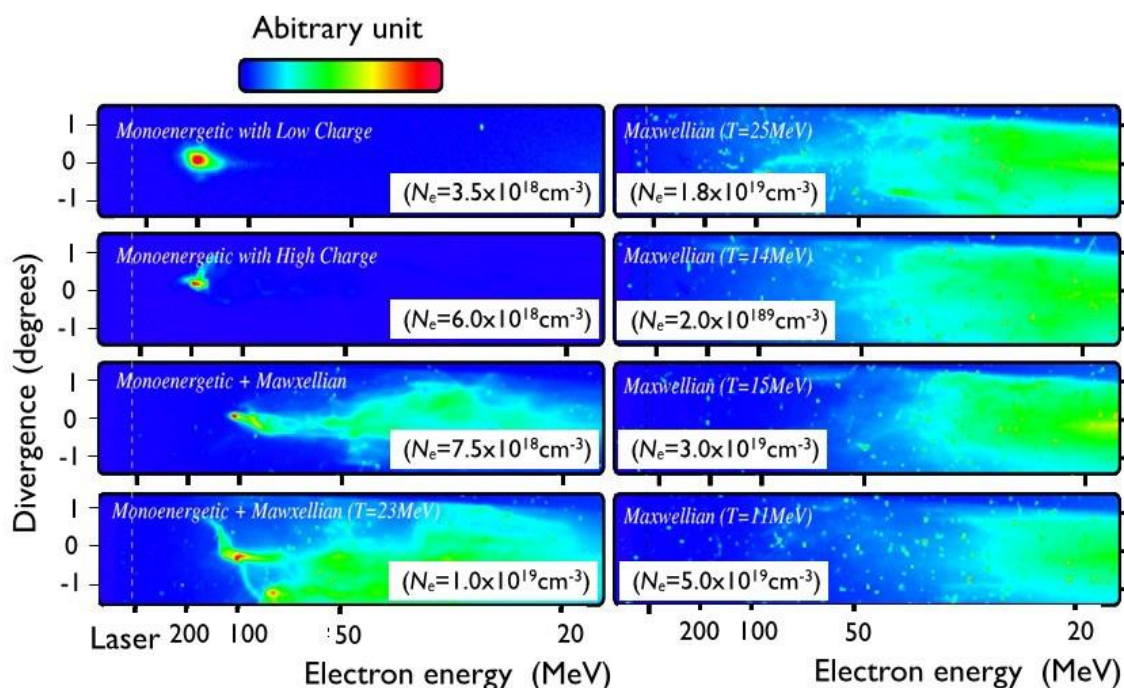
Рисунок 1.15: Ліворуч: принцип прискорення в режимі міхура. Справа: типові квазімоненергетичні електронні спектри, виміряні при LOA.

Процес уловлювання припиняється, коли заряд, що міститься в порожнині, компенсує іонний заряд, а обертання у фазовому просторі також призводить до скорочення ширини спектра електронного пучка [32].

Кілька лабораторій отримали квазімоненергетичні спектри: у Франції [33] з лазерним імпульсом, меншим за плазмовий період, а також з імпульсами трохи довше плазмового періоду у Великобританії [34], у Сполучених Штатах [35], в Японії [36] і в Німеччині [37]. Інтерес до такого пучка є результатом його важливості для ряду застосувань: тепер можна транспортувати і переорієнтувати цей промінь на магнітні поля. Максвеллівським спектром було б необхідно вибрати енергетичний діапазон для транспорту, який значно зменшив би електронний потік. У цьому режимі також спостерігалися електрони на рівні GeV з використанням однорідної плазми [38] або плазмового розряду, тобто плазми з параболічним профілем щільності [39] з більш потужним лазером, який розповсюджується з високою інтенсивністю на більшій відстані. З розвитком лазерів класу PW повідомлялося про електронний пучок декількох GeV [40–42].

У всіх експериментах, виконаних до цих пір, параметри лазерної плазми були недостатніми для повного введення режимів міхур / викид. Однак із збільшенням потужності лазерної системи цей режим буде досягнутий, і очікується значне поліпшення відтворюваності електронного пучка. Тим не

менш, оскільки самостійне впорскування відбувається за допомогою поперечного розриву хвиль, навряд чи це доречно для точного налаштування і контролю введеного пучка електронів. На рисуюнок 1.16 показано електронні розподіли, отримані для різних щільностей. Він ілюструє перехід від максвеллівського спектру, отриманого у випадках високої щільності, в саомодульованому лазерному кільватерному полі, до режиму вимушеного лазерного випромінювання з виникаючим моноенергетичним компонентом при помірній щільності, до спектру, що містить дуже добре визначений моноенергетичний компонент. Цей перехід відбувається для щільностей навколо $n_e = 1 - 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Найкраще зчеплення для отримання високого заряду і квазі-моноенергетичного електронного пучка знаходиться при $n_e = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Для цієї щільності на зображенні зображено вузький пік близько 170 MeV, що вказує на ефективне моноенергетичне прискорення з 24-відсотковим розподілом енергії, відповідним дозвіл спектрометра.



Рисуюнок 1.16: Розподіл електронних променів для різних щільностей плазми, що показують перехід від саомодульованого лазерного wakefield і примусового лазерного випромінювання до режиму міхура / видуву. Згори донизу значення щільності плазми становлять $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ і $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

1.6 Інжекція в градієнті щільності

Одне з рішень для керування інжекцією електронів струмовою лазерною технологією було запропоновано С. Булановим та ін: [43]. Вона передбачає зниження щільності площини з масштабом градієнта щільності L_{grad} , меншим, ніж довжина хвилі плазми λ_p . Ін'єкція в нижню рамку щільності залежить від уповільнення швидкості плазмових хвиль на рампі щільності.

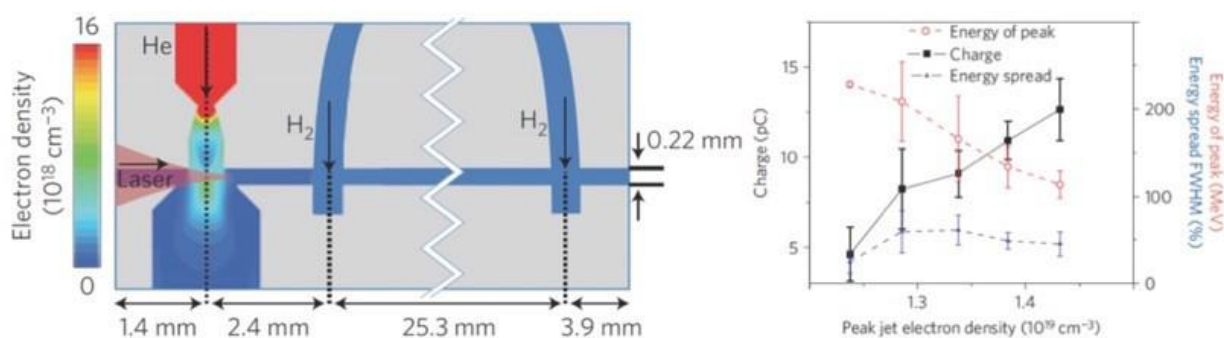


Рисунок 1.17: Верхня: цільове схематичне зображення з вбудованим струменем надзвукового газу в капіляр, заповнений водневим газом. Знизу: заряд (квадрати), енергія (кола) і поширення енергії (трикутники) як функція пікової щільності струменя. З А. J. Gonsalves et al. [50].

Це зменшення фазової швидкості плазмових хвиль знижує поріг для захоплення фонових електронів плазми і призводить до порушення хвильового поля в площині щільності. Таким чином, цей метод може викликати порушення хвилі в локалізованій просторовій області плазми. Geddes et al. [44] показали інжекцію та прискорення високого заряду (>300 пКл) та стабільних якісних пучків $\approx 0,4$ MeV у низхідній щільності щільності при виході з газового струменя ($L_{grad} \approx 100$ мкм $\gg \lambda_p$). Ці результати, хоча і є дуже перспективними, мають той недолік, що низький енергетичний промінь дуже швидко викидається з плазми за рахунок ефекту просторового заряду. Для того, щоб обійти цю проблему, слід використовувати градієнт щільності, розташований досить рано вздовж розповсюдження лазерного імпульсу, щоб електрони могли

прискорюватися до релятивістських енергій [45]. Це може бути досягнуто, наприклад, за допомогою вторинного лазерного імпульсу для генерації плазмового каналу поперек головної осі розповсюдження імпульсів [46]. При цьому енергію електронного пучка можна було б налаштувати шляхом зміни положення градієнта щільності. У цьому піонерському експерименті електронний промінь мав велику дивергенцію і максвелловське розподіл енергії через занадто низьку лазерну енергію. Проте двомірне моделювання PIC показало, що цей метод може призвести до отримання високоякісних квазі-моноенергетичних електронних пучків [47].

При LOA градієнт щільності через лазерний плазмовий канал був використаний для стабілізації ін'єкції [48]. Експеримент проводили при щільності електронної щільності, близькій до резонансної щільності, для того, щоб гарантувати пост-прискорення ($\sigma \sim \lambda_p$), яке доставляло електронні пучки високої якості з вузькими дивергенціями (4 мрад) і квазімоноенергетичними електронними розподілами з зарядом від 50 до 100 пКл і 10% відносної енергії.

Використання градієнтів щільності на краях плазмового каналу показало поліпшення якості пучка та відтворюваності щодо тих, що утворюються в режимі міхура / викиду з однаковою лазерною системою і з подібними лазерними параметрами. Однак розподіл енергії електронів все ще виявився коливатися від пострілу до пострілу. Продуктивність експериментів може бути додатково покращена і потенційно може призвести до більш стабільних і керованих високоякісних електронних пучків. Зокрема, більш чіткі градієнти з L_{grad} 'р, пов'язані з довгою плазмою, можуть привести до кращої якості пучка [49].

Наприклад, у LBNL, як показано на рисунку 1.17, електрони при 30 MeV були вироблені в площині щільності і прискорені до 400 MeV на другому етапі 4 см параболічного плазмового каналу, утвореного плазмовим розрядом [50]. Тут також інжекція градієнта щільності призвела до поліпшення стійкості та якості електронного променя. Виявлено, що енергія електронів, розбіжність,

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		37

заряд і відносна енергія розповсюджуються відповідно на 400 MeV, 2 мрад, 10 пк і 11%. Показано, що круті переходи щільності з $L_{grad} \approx \lambda_p$ також можуть викликати захоплення [51]. Така ін'єкція була успішно продемонстрована експериментально з використанням ударного фронту, створеного ножовим краєм, вставленим в газову струміль [52, 53].

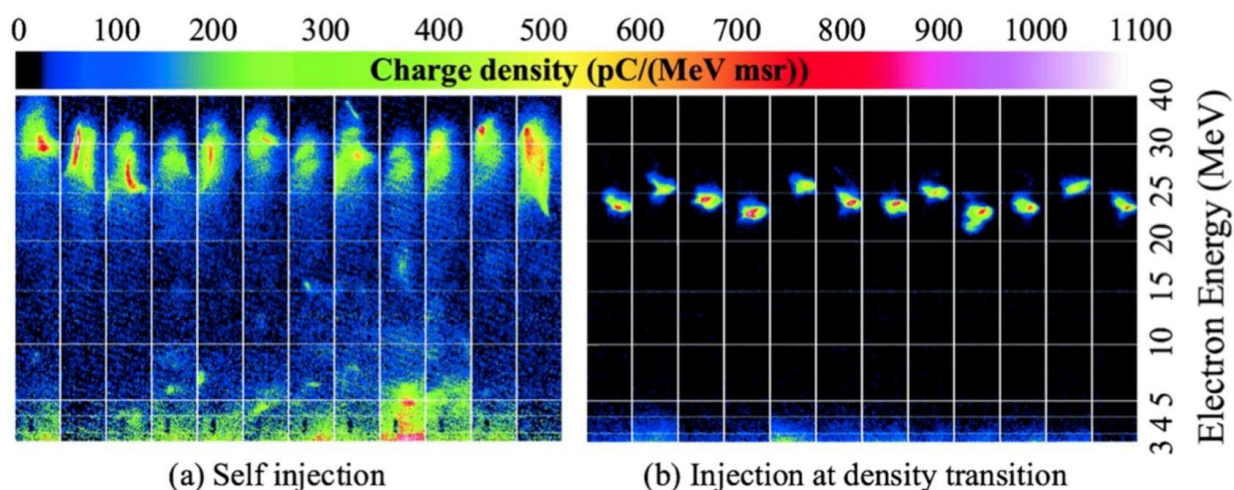


Рисунок 1.18: Кілька репрезентативних знімків з 10% всіх знімків з найменшою енергією, що розповсюджується для самоінжекції (зверху) і ін'єкції при переході щільності (знизу). Горизонтальна вісь у кожному зображенні відповідає поперечному розміру пучка електронів; на вертикальній осі показана енергія електронів. З K. Schmid et al. [53].

На рисунку 1.18 проілюстровано поліпшення інжекції в різкому градієнті щільності, з характерною довжиною порядку довжини хвилі плазми і піковою електронною щільністю близько $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Експеримент був проведений на заводі «Макс-Планк-Інститут» Quantenoptik з використанням лазерної системи мульти-TW суб-10 фс, яка доставляла для цього експерименту імпульси з енергією 65 мДж на ціль і тривалістю 8 фс FWHM. Лазерний імпульс був сфокусований до діаметра плями 12 мкм FWHM в газову ціль, що дає інтенсивність піку $2,5 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$. Порівняння між автозаповненням і ін'єкцією при переході з щільності показує зменшення відносного поширення енергії та заряду приблизно в 2 рази.

1.7 Ін'єкція зіткнення лазерних імпульсів

У 2006 році було виміряно стабільні та перестроювані квазі-моноенергетичні електронні пучки з використанням двох протилежних лазерних променів у зіткненні схеми. Використання двох лазерних променів замість одного забезпечує більшу гнучкість і дозволяє відокремити інжекцію від процесу прискорення [54]. Перший лазерний імпульс, імпульс накачування, використовується для збудження в'язного поля, тоді як другий імпульс, інжекційний імпульс, використовується для нагрівання електронів під час зіткнення з імпульсом насоса. Після того, як сталося зіткнення, електрони вловлюються і далі прискорюються в болотному полі, як показано на рисунок 1.19

Щоб уловлювати електрони в режимі, де не відбувається самозахоплення, необхідно або ввести електрони з енергіями, більшими, ніж енергія захоплення, або дефазувати електрони відносно плазмової хвилі. Як згадувалося раніше, електрони повинні вводитися в дуже короткий час ($\ll \lambda_p / c$), щоб отримати моноенергетичний пучок. Цього можна досягти за допомогою додаткових ультракоротких лазерних імпульсів, єдиною метою яких є ініціювання ін'єкції електронів.

Umstadter et al: [21] вперше запропонував використовувати другий лазерний імпульс, що поширюється перпендикулярно до лазерного імпульсу насоса. Ідея полягала у використанні радіального пондеромоторного удару другого імпульсу для вприскування електронів. Esarey та співавтори: [55] запропонували геометрію, що поширюється, засновану на використанні трьох лазерних імпульсів. Цю ідею далі розробляли з урахуванням використання двох лазерних імпульсів [56]. У цій схемі головний імпульс (імпульс накачування) створює плазмову хвилю високої амплітуди і стикається з вторинним імпульсом меншої інтенсивності. Інтерференція двох променів створює малюнок битви, з нульовою фазовою швидкістю, що нагріває деякі електрони з

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		39

плазмового фону. Сила, пов'язана з цією пондеромоторним биттям, пропорційна частоті лазера. Тому він у багато разів перевищує пондеромоторну силу, пов'язану з лазерним насосом, що обернено пропорційно тривалості імпульсу на резонансі. В результаті механізм залишається ефективним навіть для скромних лазерних інтенсивностей. Після взаємодії з даною польовою схемою деякі фонові електрони отримують достатній імпульс, щоб бути захопленими в головній плазмовій хвилі, а потім прискорити до високих енергій. Оскільки перекриття лазерів є коротким за часом, електрони вводяться на дуже коротку відстань і можуть бути прискорені до майже моноенергетичного пучка.

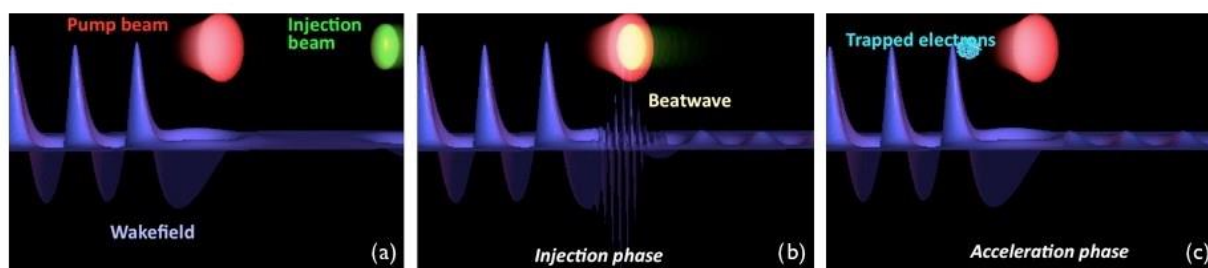


Рисунок 1.19: Схема принципу вприскування зі зіткненням лазерних імпульсів: а) два лазерних імпульсу поширюються в протилежному напрямку; (b) під час зіткнення деякі електрони отримують достатню кількість поздовжнього імпульсу, що підлягає захопленню релятивістськими плазмовими хвилями, що приводяться в дію насосним пучком, і (c) уловлювані електрони потім прискорюються внаслідок імпульсу лазерного насоса.

Ця концепція була підтверджена в експерименті [54] з використанням двох імпульсів, що поширюються протилежним чином. Кожен імпульс мав тривалість 30 фс FWHM, з $a_0 = 1,3$ і $a_1 = 0,4$. Їх розмножували в плазмі з електронною щільністю $n_e = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що відповідає $\gamma_p = k_0/k_p = 15$. Показано, що зіткнення двох лазерів може призвести до утворення стабільних квазімоєнергетичних електронних пучків. Енергію пучка можна налаштувати шляхом зміни положення зіткнення в плазмі.

Моделювання РІС в одному вимірі було використано для моделювання ін'єкції електронів у плазмовій хвилі при зіткненні двох лазерів і їх подальшого

прискорення. Зокрема, РІС-моделювання порівнювалися з існуючими моделями рідини [55] з заданим електричним полем. Вони показали значні відмінності, такі як зміни в поведінці плазмових полів і в кількості введеного заряду. Рідкий підхід не в змозі якісно і кількісно описати багато фізичних механізмів, що виникають під час і після зіткнення лазерних променів [57]. У цьому підході заряд електронного пучка виявився на порядок більший, ніж у моделюванні РІС. Для правильного опису ін'єкції необхідно правильно описати (і) процес нагрівання, наприклад, кінетичні ефекти та їх наслідки на динаміку плазмової хвилі під час биття двох лазерних імпульсів і (ii) еволюція лазерного імпульсу, що регулює динаміку релятивістських плазмових хвиль [58]. Несподівано було показано, що ефективний стохастичний нагрів може бути досягнутий при перетині двох поляризованих лазерних імпульсів. Стохастичний нагрів можна пояснити тим, що для високих інтенсивностей лазера рух електронів стає релятивістським, що вносить поздовжню складову через силу $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$. Ця релятивістська зв'язок дає можливість нагрівати електрони навіть у випадку схрещених поляризованих лазерних імпульсів [59]. При цьому два перпендикулярних лазерних поля з'єднуються через релятивістський поздовжній рух електронів. Рівень нагріву змінюється шляхом налаштування інтенсивності інжекційного лазерного променя або зміною відносної поляризації двох лазерних імпульсів [60]. Це, отже, змінює об'єм у фазовому просторі введених електронів і, отже, заряд і енергію поширення електронного пучка.

На рисунку 1. 20 показано, в певний час (42 фс), поздовжнє електричне поле під час і після зіткнення для паралельної і схрещеної поляризації. Суцільна лінія відповідає результатам моделювання ПІК, тоді як пунктирна лінія відповідає обчисленням рідини. Лазерні поля представлені тонким пунктиром. Коли імпульси мають таку ж поляризацію, електрони просто в пастці втягуються і не можуть підтримувати колективне коливання плазми, викликаючи сильне гальмування плазмової хвилі, яка зберігається після

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		41

зіткнення. При перетині поляризації рух електронів лише трохи порушується в порівнянні з їхнім рухом рідини, і хвиля плазми майже не впливає на зіткнення, що прагне полегшити захоплення.

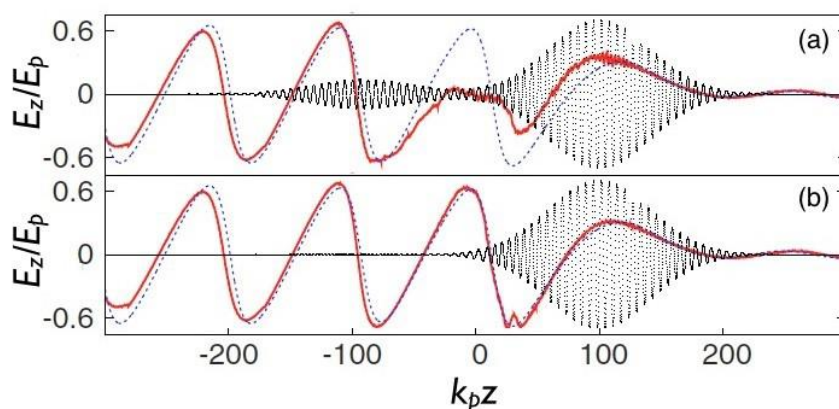


Рисунок 1. 20: Поздовжнє електричне поле, обчислене при $t = 43$ фс в одновимірному PIC-моделюванні (суцільна червона лінія), і в симуляціях рідини (пунктирна синя лінія).

Поперечне електричне поле також представлено (тонка пунктирна лінія). Тривалість імпульсу лазера становить 30 фс FWHM, довжина хвилі 0,8 мкм з $a_0 = 2$ і $a_1 = 0,4$. Лазерні імпульси поширюються в плазмі з електронною густиною $n_e = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В (а) випадок паралельної поляризації і в (б) випадок перехресної поляризації.

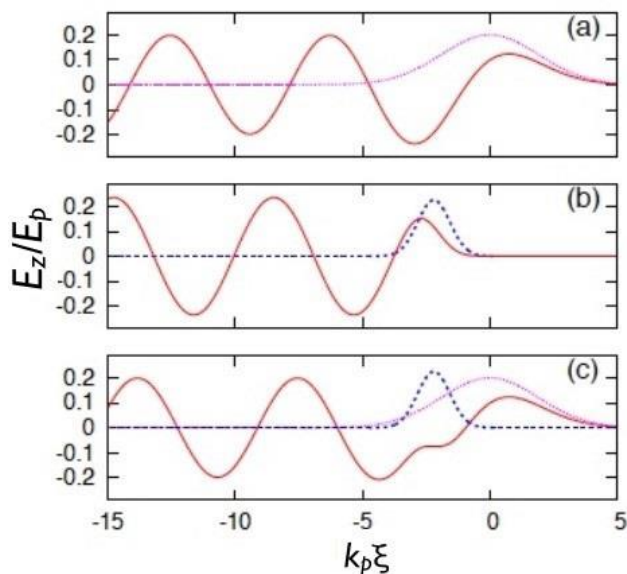
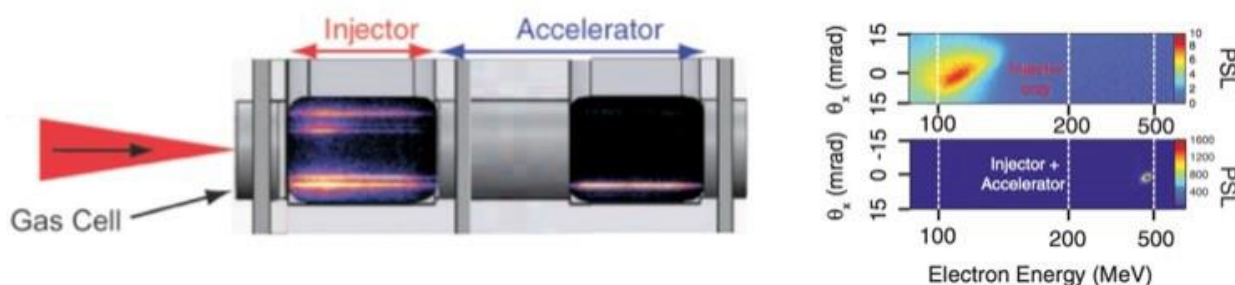


Рисунок 1.21: У червоному, нормалізоване поздовжнє електричне поле. (а) Лазер (в рожевому кольорі). (b) Електронний пучок (у синьому кольорі). (c) Поле, що виникає внаслідок суперпозиції лазерних і електронно-променевих полів. Нормований векторний потенціал $a_0 = 1$, тривалість імпульсу лазера - 30 фс, $n_e = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_{beam} = 0,11 \times n_e$, тривалість пучка становить 10 фс, а її діаметр - 4 мкм. Від С. Rechatin, Ph.D. теза.

Важливо, що показано, що зіткнення імпульсного підходу дозволяє контролювати енергію електронного пучка, що робиться просто шляхом зміни затримки між двома лазерними імпульсами [54]. Робастність цієї схеми дозволила також проводити дуже точні дослідження динаміки електричного поля в присутності великого струму електронного пучка. Дійсно, на додаток до прохідного поля, що виробляється лазерним імпульсом, електронний промінь з високим струмом може також керувати своїм власним прохідним полем, як показано на рисунку 1. 21

Ефект навантаження пучка сприяє зменшенню відносного поширення енергії електронного пучка. Показано, що існує оптимальне навантаження, яке сплющує електричне поле, що приводить до прискорення всіх електронів з однаковим значенням поля, і, таким чином, виробляє електронний пучок з дуже малим, 1% відносним рівнем енергії [61]. Завдяки ефекту навантаження пучка, найбільш енергійні електрони можуть злегка сповільнюватися і прискорюватися до тієї ж енергії, що й самі повільні. У випадку пучка з низьким зарядом цей ефект не відіграє жодної ролі, а розподіл енергії залежить в основному від нагрітого об'єму. При дуже великому струмі навантаження занадто високе, і найбільш енергійні електрони сповільнюються настільки, що в кінцевому підсумку отримують енергії, менші за найповільніші електрони [61], збільшуючи відносну енергію.



Рисунку 1. 22: (а) Схема експериментальної установки, що показує лазерний промінь, двоступінчастий газовий елемент, зліва частина інжектора і справа акселераторна частина.

(б) Магнітно-дисперговані зображення електронного пучка з 4-мм газової комірки для інжектора (верхня) і 8-мм двоступенева комірка (знизу). З В. В. Pollock et al. [66].

Наявність оптимального навантаження спостерігалось експериментально і підтримувалося повним тривимірним моделюванням ПІК. Він відповідає піковому струму в діапазоні 20–40 кА. Встановлено, що уповільнення електричного поля через електронний пучок знаходиться в діапазоні ГВ/м/пКл.

1.8 Ін'єкції, викликані іонізацією

Нещодавно була запропонована інша схема для контролю ін'єкції з використанням високо-Z-газу та / або високо-Z / низько-Z-газової суміші. Завдяки великим відмінностям в потенціалах іонізації між послідовними станами іонізації атомів, один імпульс лазера може іонізувати електрони з низьким рівнем енергії в передньому фронті, керувати релятивістськими плазмовими хвилями і вводити в поле збудження електрони внутрішнього рівня, які іонізуються. інтенсивність лазера близька до максимуму.

Такий іонізаційний механізм уловлювання вперше був продемонстрований в експериментах з плазмово-хвильових хвиль на Стенфордському лінійному колайдері (СЛК) [62]. Електронне уловлювання від іонізації

Високі Z-іони зі стінок капілярів також були виведені в експериментах з прискорення лазерного викидного поля [63]. У випадку самостійного керування лазером, використовувалася суміш гелію і слідових кількостей різних газів [64,65]. В одному з цих експериментів електрони з К оболонки азоту були тунельно іонізовані поблизу піку лазерного імпульсу і були введені і захоплені слідом, створеним електронами з більшості атомів гелію і L оболонкою азоту. Завдяки релятивістському ефекту самофокусування, лазер поширюється на велику відстань з різними варіантами інтенсивності, які можуть викликати ін'єкцію на велику відстань і неоднорідним чином, що призводить до отримання високої відносної енергії поширення електронного пучка. Важливо, що енергія, необхідна для уловлювання електронів, зменшується, що

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		44

робить цей підхід великим інтересом для виробництва електронних пучків з великим зарядом при помірній лазерній енергії. Для зменшення відстані, через яку електрони вводяться, експерименти з використанням двох газових осередків проводили на LLNL [66], як показано на рис. на стадії інжектора), генерувалися енергетичні електронні пучки (порядку 100 MeV) з відносно великим розповсюдженням енергії. Потім деякі з цих електронів ще більше прискорювалися на другій, більшій, стадії прискорювача, що складався з довгої клітини, заповненої газом з низьким вмістом Z , що збільшує їхню енергію до 0,5 ГэВ при зменшенні відносного поширення енергії до $<5\%$ FWHM.

1.9 Поздовжня ін'єкція

Як було показано, уловлювання електронів, як правило, досягається за допомогою розриву хвиль плазми, що за своєю природою є неконтрольованим і призводить, як правило, до неякісних електронів. Для подолання цього недоліку були розроблені представлені керовані методики ін'єкцій, такі як зіткнення імпульсної ін'єкції, індукція іонізацією та інжекція градієнтом щільності. Ці методи пропонують поліпшений контроль за прискоренням і призводять до поліпшення електронних характеристик, але вони передбачають загалом складні налаштування. З цієї причини самоінжекція залишається найпоширенішим методом ін'єкції електронів у плазмовому сліді. Можна виділити два різні фізичні механізми: поздовжнє і поперечне самоінжекція. При поздовжньому самовведення, траєкторія введених електронів є переважно поздовжньою, з незначним поперечним рухом. Як показано схематично на рисунку 1. 23, введені електрони проходять через лазерний імпульс і отримують енергію при перетині плазмової хвилі. Коли вони досягають задньої частини першого періоду плазми, їх швидкість перевищує швидкість фази сліду і електрони в кінцевому рахунку вводять. Єдиними затриманими електронами є ті, які спочатку були близькі до осі, де інтенсивність лазера і амплітуда

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
Змн	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		45

польового випромінювання є найвищими і де пондеромоторная сила мала. Механізм поздовжнього самовведення є аналогом одновимірного поздовжнього розриву хвиль. Навпаки, поперечна самонасочення відбувається в режимі міхура, де лазерна пондеромоторная сила витісняє електрони з осі розповсюдження і утворює порожнину без електронів. Як показано на рисунку 1.23, введені електрони спочатку розташовані приблизно на одному лазерному талії від осі. Вони циркулюють навколо лазерного імпульсу і міхура і досягають швидкості, що перевищує швидкість фази сліду при досягненні осі в задній частині міхура.

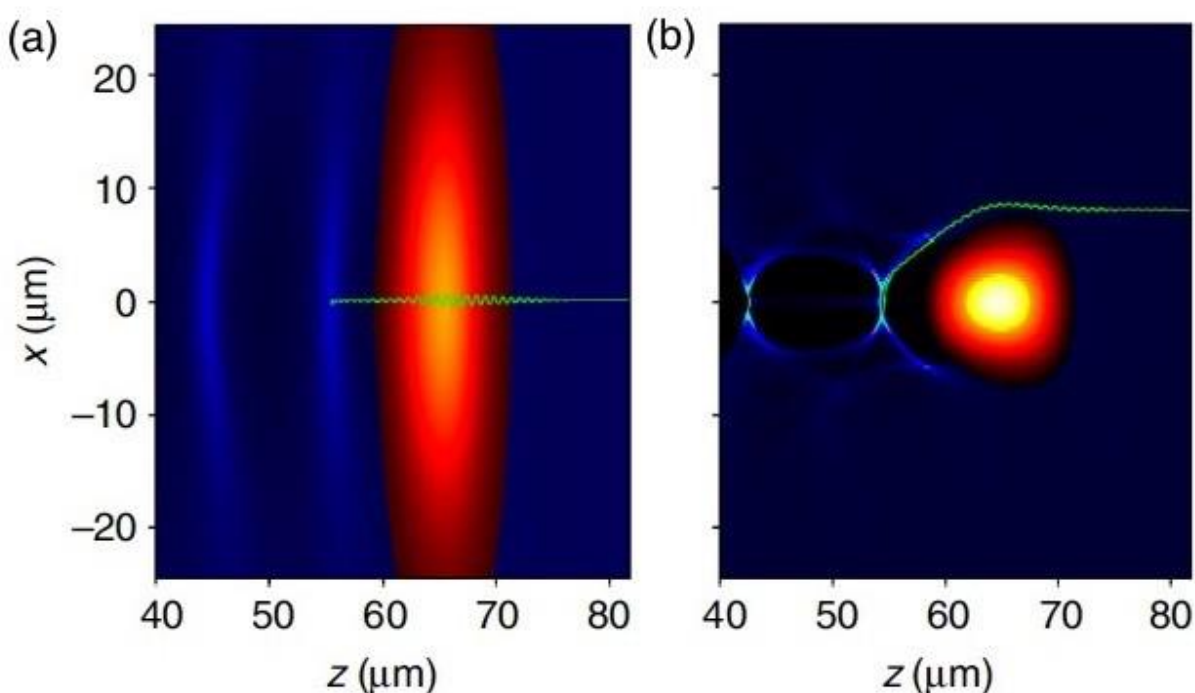


Рисунок 1.23: Схема для поздовжніх і поперечних ін'єкцій. (а) Типова траєкторія впорскується електрона в поздовжньому самозаповнюючому механізмі. (б) Типова траєкторія введеного електрона в поперечний механізм самоін'єкції. Шкала синього кольору являє собою електронну щільність. Червона до жовтої колірної шкали вказує на інтенсивність лазера. Траєкторії задаються зеленими лініями.

Під час його поширення лазерний імпульс розвивається, самофазова модуляція змінює його тривалість, а релятивістське самофокусування змінює свою початкову поперечну форму. Як наслідок, генероване кільватерне поле не є рівномірним вздовж осі розповсюдження лазера, і електрони можуть

самостійно вводиться в різних положеннях плазмового прискорювача. Електрони другого пучка походять з позицій, близьких до лазерної талії, як і очікувалося у випадку захоплення поперечною самоінжекцією. Навпаки, електрони першого пучка надходять з областей, близьких до осі. Коли ці електрони вводяться, радіус лазерного плями великий і нормалізована амплітуда лазера залишається низькою; отже, радіальна пондеромоторная сила, близька до осі, мала.

Таким чином, на осі електрони слабо відхиляються при перетині лазерного імпульсу, і вони залишаються в області найбільшого прискорюючого поля E_z . Більш того, амплітуда лазера різко зростає в області першої ін'єкції через лазерну самофокусування (див. Рисунок.1. 24). Це знижує швидкість фази сліду через релятивістський зсув довжини хвилі плазми λ_p [67]. Сильно знижена швидкість фази бодрствования знижує поріг уловлювання, так що електрони можуть наздоганяти плазмову хвилю і вводиться, незважаючи на низьке значення a_0 , аналогічно ін'єкції градієнта щільності.

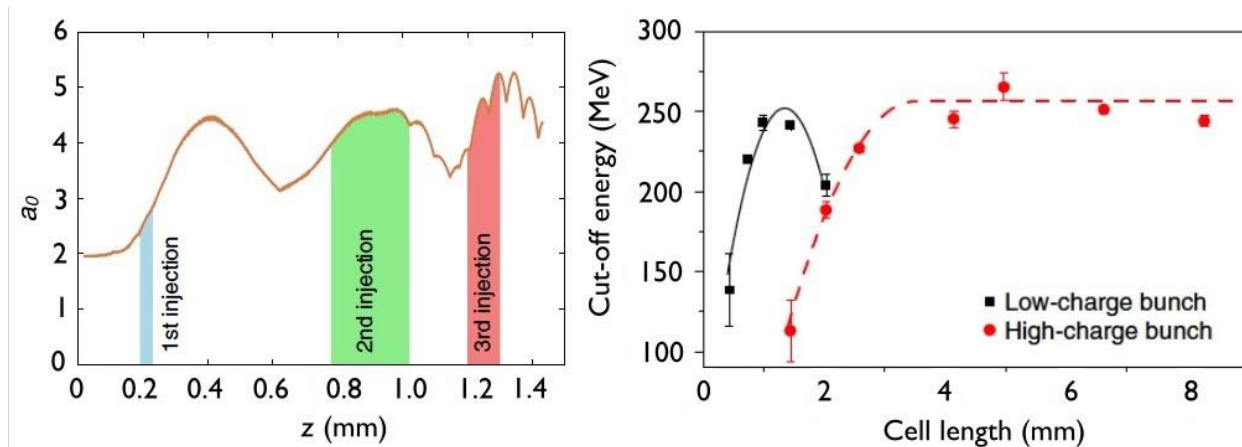


Рисунок 1. 24: Ліворуч: Еволюція нормованої амплітуди лазера. Кольорові ділянки вказують області ін'єкцій. Справа: Електронні спектри для щільності $1,1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Середнє 5% енергії відсічення як функція довжини осередку. Суцільна лінія є параболічною, пунктирна лінія є візуальним керівництвом. Піковим прискорюючим електричним полем є $E_{zmax} = 340 \pm 65 \text{ ГВ/м}$ для першого пучка і $E_{zmax} = 185 \pm 40 \text{ ГВ/м}$ для другого згустку.

1.10 Прискорення сплескання пучка частинок

1.10.1 Електронно-керований плазмовий потік

Вейкфілди в плазмі також можуть бути керовані електронним пучком, який при резонансі має довжину близько половини довжини хвилі плазми. Тоді як в лазерному пробному полі випадку радіаційний тиск, відомий як пондеромоторная сила, відштовхує електрони плазми, тут сила обумовлена просторовим зарядом електронного пучка. Електрони плазми сильно видуваються радіально, але через залучення просторового заряду іонів плазми вони притягуються назад до задньої частини променя, де вони перевищують вісь пучка і встановлюють коливання хвильового поля. Тут знову заряджені частинки, що вводяться у відповідний поетапний імпульс, можуть потім витягувати енергію з болотного поля. Через відсутність прискорювачів, які доставляють відповідні електронні пучки, є менше експериментів з прискоренням плазми на основі частинок, порівняно з експериментами з лазерним прискорювачем. Перші експерименти з плазмового збудження на балках були проведені на прискорювальному об'єкті Аргонн Уейкфілд у 1980-х роках [68]. З тих пір важливі експерименти, проведені в SLAC в рамках співпраці UCLA / USC / SLAC, відобразили фізику електронних і позитронних пучків і показали градієнти прискорення 40 ГВ/м розмивання електронних пучків з плазмовою шкалою [69]. У перших важливих експериментах з SLAC для збудження кільватерного поля використовувався лише один електронний пучок. Оскільки енергія приводного імпульсу дорівнювала 42 ГеВ, як електрони, так і дзвінок рухаються зі швидкістю, близькою до швидкості світла, так що відсутній відносний рух між електронами і польовим спуском. Оскільки пучок електронів був також довшим за період плазми, більшість електронів у накопичувальній групі втрачають енергію при збудженні, але деякі електрони в задній частині набули енергію з місця, що спричиняє хвилю, тому що полігон змінює свій знак. Завдяки високій якості, низькій емітенції електронного пучка її інтенсивність була настільки високою, що електронний

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		48

пучок 42 Гев, що пройшов через колону парів літію довжиною 85 см, головкою пучка створив повністю іонізовану плазму, а решту промінь збуджується сильним просвітом полем. На рисунку 1.25 показаний енергетичний спектр пучка, виміряний після плазми. Електрони в основній частині імпульсу, які втратили енергію при русі сліду, в основному дисперсні з поля зору спектрометричної камери і так не видно в спектрі. Проте електрони в задній частині одного імпульсу прискорюються і досягають енергії до 85 Гев. Виміряний спектр прискорених частинок добре узгоджується зі спектром, отриманим за допомогою комп'ютерного моделювання експерименту, як показано на рис. Як сказав професор К. Джоші, “Це чудовий результат, коли розумієш, що в той час, коли для того, щоб прискорювати електрони до 42 Гев, потрібно тривати три кілометри СЛК, деякі з цих електронів можуть подвоїти свою енергію. ніж метр”.

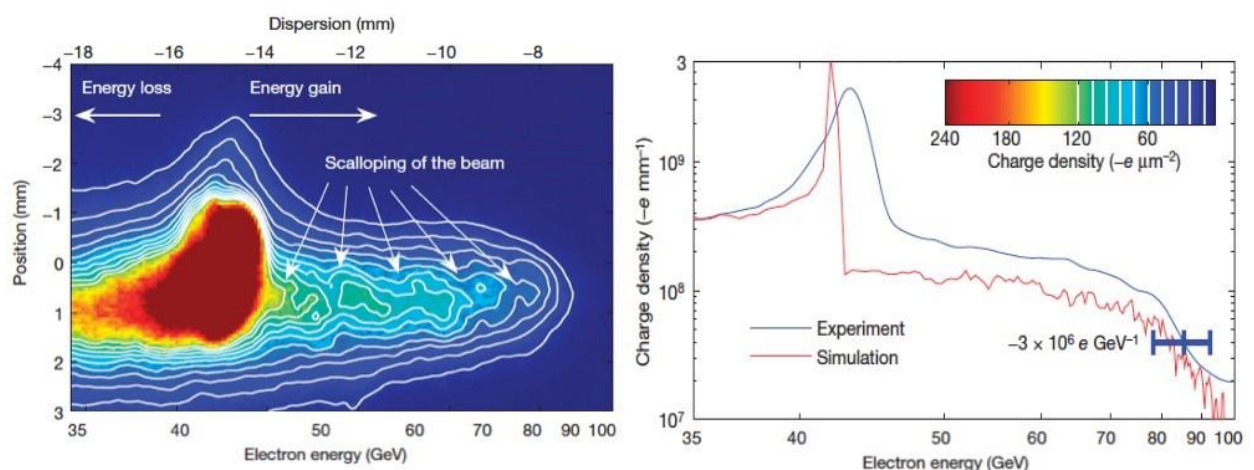


Рисунок 1.25: Енергетичний спектр електронів в діапазоні 35–100 Гев. Дисперсія (показана на верхній осі) обернено пропорційна енергії частинок (показана на нижній осі).

Головка імпульсу, на яку не впливає плазма, знаходиться на рівні 43 Гев. Серцевина імпульсу, що втратила енергію, що приводить в дію плазму, диспергується частково з поля зору камери. Частинки в задній частині пучка, які досягли енергії до 85 Гев, видно справа.

У цьому колишньому експерименті вприскували і прискорювали невелику частку електронів пучка. Як наслідок, якість прискорених електронів була бідною з довгим максвелловським хвостом і, отже, з низькою ефективністю

передачі енергії. Для майбутніх фізичних цілей високої енергії, висока ефективність є обов'язковою для досягнення доступного і компактного високоенергетичного колайдера. Щоб покращити це, другий важливий експеримент був проведений на СЛК. У цьому експерименті прискорення плазмового розгону пробудження щільності заряду з високими прискорюючими полями було викликано ультра-релятивістським зв'язком заряджених частинок (накопичувальної групи) через плазму, за яким слідував другий пучок релятивістських електронів (кінцевий пучок) в пробудження злітно-посадочного вузла на відповідній відстані, що ефективно прискорюється до більш високої енергії. Якщо в попередньому експерименті загальний заряд прискорених електронів виявився недостатнім для вилучення значної кількості енергії з сліду, то тут було продемонстровано прискорення високої ефективності кінцевого пучка електронів. Прискорення приблизно 70–80 пКл висхідного пучка було досягнуто в градієнті прискорення близько 4,4 ГВ/м. Як показано на рис. 26, ці частинки набули приблизно 1,6 ГеВ енергії на частинку, при цьому кінцева енергія розповсюджується на 1% і ефективність передачі енергії від сліду до пучка, що перевищує 30%. Це прискорення чіткої групи електронів, що містять істотний заряд і малий розподіл енергії з високим прискорюючим градієнтом і високою ефективністю передачі енергії, є важливою віхою в розгоні прискорення плазми в компактній і доступній технології. 6% початкової енергії електронного пучка (36 Дж) переносили на кінцевий пучок. Ця величина порівнянна з ефективністю передачі енергії лазерного пучка від LPAW. Головною перевагою тут є те, що драйвер більш ефективний, ніж драйвер лазера. На сьогоднішній день прискорювачі дійсно мають ефективність «розетки» в 10 разів більше, ніж лазери.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		50

1.10.2 Протон-керований плазмовий прохід

Як було показано у всіх цих колишніх експериментах, енергетичний приріст був обмежений енергією, що несе водій (близько 40 Дж для драйвера електронного променя і близько 100 Дж для драйвера лазера) і довжиною поширення драйвера. в плазмі (кілька десятків сантиметрів для е-водія і кілька сантиметрів для лазерного драйвера). Таким чином, схеми драйверів лазерного імпульсу та електронного згустку вимагають використання багатьох етапів прискорення в десятках ГеВ кожен для того, щоб отримати рівні енергії ТеВ. Етап 10 ГеВ, який подає пС заряду, відповідає енергії 10 Дж, і він відповідатиме 10 кДж для стадії 10 ТеВ. Якщо взяти на себе 10% ефективності передачі енергії від водія до траси, це означає, що енергія водія повинна містити близько 100 кДж. У 2009 р. Вперше розглянуто збудження плазмою-пробудження релятивістським протонним пучком [5]. У цьому ідеальному випадку протонний промінь повинен бути резонансним з плазмою і прогнозований на основі чисельного моделювання що електрони, що вводяться 10 ГеВ, можуть бути прискорені до 0,5 ТеВ у протонному польові на 450 м. На жаль, такого короткого протонного пучка не існує, і тому було запропоновано використовувати протонну балку ЦЕРН SPS 19 кДж, 400 ГеВ, яка виробляється на постійній основі.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		51

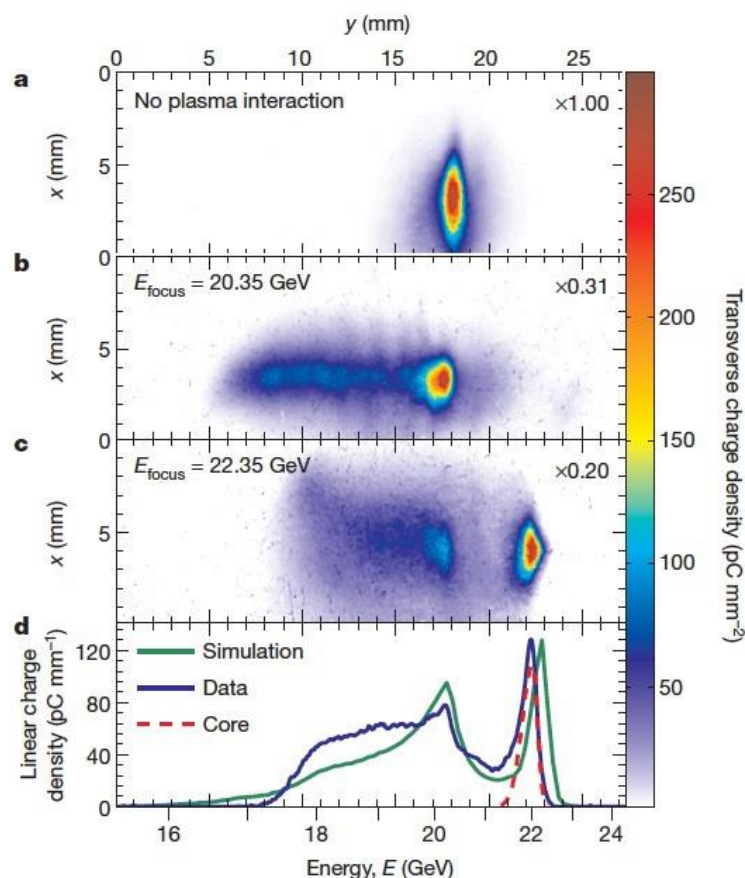


Рисунок 1.26: (а) Профіль дисперсного електронного пучка без взаємодії плазми, де спектрометр встановлений на 22,35 ГєВ. (b) і (c) Розсіяний профіль пучка після взаємодії електронних пучків з плазмою, де спектрометр встановлений на зображення 20,35 ГєВ і 22,35 ГєВ. (d) Просторово інтегрований спектр (у х) або лінійна щільність заряду пучків, показаних у (c) (суцільна синя лінія) разом з кінцевим спектром, отриманим при моделюванні (суцільна зелена лінія у (d)). Серцевину прискореного виступаючого пучка показано для даних (пунктирна червона лінія).

Оскільки довжина водія (близько 10 см) набагато більше, ніж довжина хвилі плазми (близько 1 мм) при достатній щільності (10^{14} см^{-3}) для досягнення ГВ/м мацеризуючого поля, взаємодія має відбуватися в саомодульований режим. У цьому режимі, який також називається саомодуляційною нестабільністю (SMI) [70], протонний пучок розщеплюється при його розповсюдженні в декількох мікро-пучках, які збуджують резонансно сильну хвилю плазми. Перший експеримент, який називається AWAKE [71], буде проведений у ЦЕРНу протягом наступних двох років, щоб продемонструвати можливість

прискорення введених електронів у протон-керовану плазмову смугу. Для цього була розроблена надзвичайно однорідна довга плазма з контрольною точністю для щільності, яка повинна бути в межах 0,5% над метрами. Для оптимізації ефективності зв'язку електрони вводять під кутом після того, як саомодульована нестабільність досягне насичення. Концептуальний проект запропонованого експерименту AWAKE показаний на рисунку 1. 27, де лазерні і протонні пучки виконані колінеарними. Лазер, який іонізує пара металів, необхідний для виникнення нестабільності саомодуляції. Саомодульований протонний пучок (показаний на лівій стороні) надходить у другу плазмову секцію, де він веде структуру плазмового пробудження (показано на правій стороні). Електрони вводяться у боки для пробудження, а прискорені електрони з 2 ГеВ вимірюються електронним спектрометром. Експеримент AWAKE буде встановлений у нейтрино ЦЕРН на об'єкт Гран-Сассо (CNGS). Приблизно 5% електронів повинні бути захоплені і прискорені до кінця 10 м плазми з прискореними градієнтами в декількох ГВ/м. Крім електронного спектрометра, для характеристики протонних пучків буде використано кілька інших діагностичних приладів для кращого розуміння фізики саомодуляції. Когерентний перехід Випромінювання (у видимому і в інфрачервоному), що виробляється, коли протонний промінь проходить через тонку фольгу, буде вимірюватися за допомогою смугової камери. Крім того, поперечне когерентне перехідне випромінювання буде вироблятися і виявлятися за допомогою електрооптичних датчиків; це буде перше експериментальне використання цієї недавньої концепції [72]. Перші протони до експерименту очікуються наприкінці 2016 року, після чого буде проведена початкова експериментальна програма на 3–4 роки з чотирма періодами збору даних за два тижні.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		53

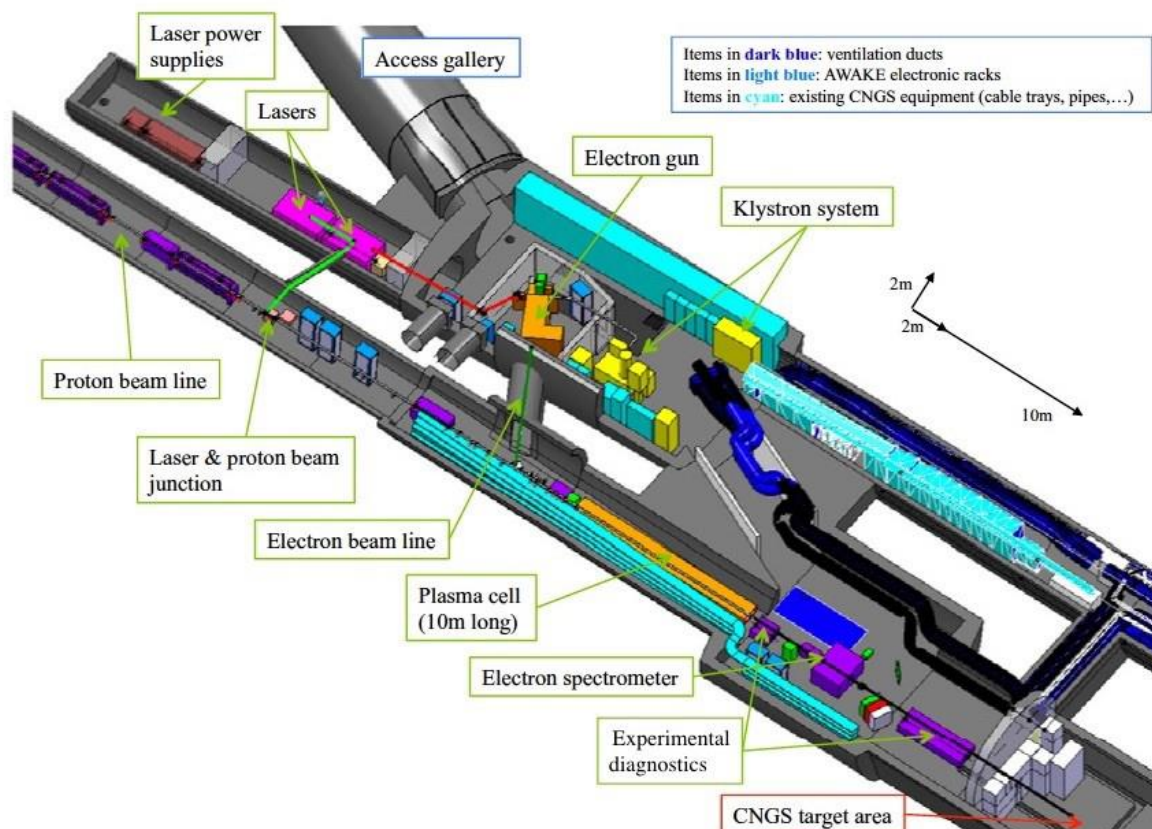


Рисунок.1.27: Дизайн макета експерименту AWAKE

1.11 Висновки до розділу

Величезний прогрес, досягнутий при прискоренні плазми [73–75], від першого прискорення введених зовні зовнішніх електронів у поле збудження лазера ГВ/м, самоінжекції в 100 ГВ/м лазерному впливові лазера з першим спектром 100 MeV до серія експериментів з виробництвом квазімо-енергетичного електронного пучка в лазерному прохідницькому полі з компактною 10 Гц лазерною системою сприяла посиленню цієї галузі досліджень, в якій десятки лабораторій / команд відіграють важливу роль у конкурентному та дружньому підході. Еволюція короткоімпульсної лазерної технології з лазерами з діодним насосом або волоконними лазерами, що швидко розвивається, в кінцевому підсумку сприятиме поліпшенню прискорення лазерної плазми та їх соціальним застосуванням, у матеріалознавстві, наприклад, для гамма-радіографії високого дозволу [76 77], в

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		54

медицині для лікування раку [78, 79], в хімії [80, 81] і в радіобіології [82–84]. У найближчому майбутньому розробка компактних лазерів вільних електронів може відкрити шлях до виробництва інтенсивних пучків рентгенівського випромінювання, компактним чином, шляхом зчеплення електронного пучка з ендюляторами. Завдяки дуже високому піковому струму кількох кілоампер [85], порівнянному з струмом, що використовується в LCLS, наукові кола чітко визначають використання лазерних прискорювачів плазми для лазерів на вільних електронах, так званий джерело світла п'ятого покоління. як головний розвиток. Також розглянуті альтернативні схеми для отримання ультракоротких променів рентгенівських променів, таких як комптонові, бетатронні або рентгенівські джерела Bremsstrahlung. Величезний прогрес був досягнутий щодо вивчення бетатронного випромінювання в лазерному плазмовому прискорювачі. З часу свого першого спостереження в 2004 році [86] та першого моніторингу електронного бетатронічного руху в 2008 році [87], ряд статей детальніше описав це нове джерело, включаючи показники тривалості підкласу [88] та поперечного розмір в діапазоні мікрометрів [89]. Бетатронне випромінювання використовувалося останнім часом для виконання з високою просторовою роздільною здатністю, близько 10 мікрон, рентгеноконтрастних фазових зображень в операції одного режиму [90, 91]. Паралельно аналогічний величезний прогрес був досягнутий при прискоренні електронів і позитронів з використанням електронних або позитронних пучків, при цьому коефіцієнт посилення в кілька десятків ГЕВ на кілька десятків сантиметрів прискорював градієнт. Кільватерне поле, керований електронними променями, є хорошими кандидатами для підвищення енергії електрона в плазмовому пристрої завдовжки в метр. Вимога для водія бути дуже близькою до такої для цілей FEL, більш коротка довжина хвилі випромінювання може бути отримана шляхом подвоєння, наприклад, енергії електрона, доставленого з SLAC або з DESY. Прискорення електронів і позитронів з цими драйверами також є дуже важливим для стадійного підходу для фізичних цілей високої

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Апк
Змн	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		55

енергії. Експеримент AWAKE, безумовно, сприятиме визначенню дорожньої карти для майбутніх масштабних науково-дослідних проектів з лазерного, електронного або протонного прискорення кільватерних частинок плазми для майбутніх високоенергетичних колайдерів для фізики частинок. Успіх плазових, кільватерних прискорювачів відкриє шлях до багатьох захоплюючих суспільних застосувань, компактного джерела випромінювання FEL і революційного плазового заснованого Teft lepton leck. Ця революція могла б у такий спосіб уможливити новаторські відкриття у багатьох областях, включаючи фізику частинок.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		56

2. Прискорювачі часток на основі пучка, що базуються на балках.

2.1 Вступ

У прискорювачах частинок на основі плазми, частинки прискорюються за допомогою польових смуг, що підтримуються періодичними збуреннями щільності плазми. Вперше було зрозуміло, що в плазмі можуть бути введені інтенсивні лазерні імпульси [2]. У цьому випадку це сила, пов'язана з градієнтом інтенсивності імпульсу лазера, а не само кильваторне електричне поле, яке витісняє плазмові електрони. Такий ППЧ називається лазерним прискорювачем кильваторного поля (ЛПКП). Незабаром після цього стало зрозуміло, що інтенсивний, релятивістський пучок з зарядженими частинками також може керувати кильваторним полем. У цьому випадку поле просторового заряду пучка впливає на електрони плазми. ППЧ, керований зв'язком із зарядженими частинками і має кильваторно плазмовий прискорювач (КПП). Це Особливий тип колінеарного прискорювача кильваторного поля. КПП є однією з просунутих схем прискорювачів, які вивчаються як високоградієнтна альтернатива сучасних технологій.

Звичайно, безнадійно претендувати на те, щоб узагальнити дослідження на основі невизначеної кількості учасників. Однак спробуємо доторкнутися до деяких з найбільш актуальних питань, щоб дати уявлення про поле.

Багато деталей, які тут відсутні, можна знайти в наданих посиланнях та в інших статтях. По-перше, ми окреслимо кілька характеристик заряджених частинок і згустків із зарядженими частинками, що мають відношення до КПП. Далі ми коротко опишемо, як вони керуються кильваторним полем в плазмі. Далі ми вводимо поняття коефіцієнта трансформатора. Після цього ми підсумовуємо двовимірну лінійну теорію КПП і актуальність поздовжніх і поперечних розмірів купа до процесу керування. Також ми вводимо поняття поля розбиття хвилі і променя завантаження. Потім введемо нелінійний режим КПП, включаючи фокусування пучка, поширення і прискорення, як для електронних,

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		57

так і для позитронних пучків. Можливість використання порожньої плазми і канал для позитронних пучків також коротко розглядається. Зазначимо проміжний, квазілінійний або слабо нелінійний режим ПВВС, а також саомодуляційна нестабільність.

2.2 Заряджені частинки, пучки заряджених частинок і PWFA

Пучки з зарядженими частинками мають ряд характеристик, які роблять їх особливо придатними для керування кільватерним полем для РВРАs.

- Електричне поле релятивістського заряду або пучка по суті поперечне. Це можна побачити з використанням перетворення Лоренца для чисто радіального електричного поля окремої частинки в її каркасі спокою.

2.3. PWFA

У КПЧ, поле поперечного просторового заряду релятивістського пучка заряджених частинок, що рухається в нейтральній плазмі, витісняє електрони плазми (рисунк. 2.1). Позитивно або негативно заряджений пучок, який керує кільватерне поле, називається накопичувачем. Іони плазми відчують ту ж силу, що й електрони, але через більшу масу або інерцію реагують на набагато більшу часову шкалу порядку інверсії іонної плазмової частоти,

$$\omega_{pi} = (n_{i0} Z^2 e^2 / \epsilon_0 M_i)^{1/2}$$

У початковій нейтральній плазмі щільність іонів становить $n_{i0} = n_{e0}$. Тут Z - число іонізованих електронів на атом ($Z = 1$ для протонів водневої плазми або окремо іонізованого атома з більшою кількістю електронів) і M_i - маса іонів. Таким чином, іони зазвичай розглядаються як нерухомі протягом типового масштабу часу одного періоду кільватерного поля ω_{pe}^{-1} з тих пір $\omega_{pe} \gg \omega_{pi}$. Коли щільність накопичувального пучка набагато більша, ніж щільність плазми, іони можуть рухатися в тому ж часовому масштабі, що й електрони і рух іонів. [4–6].

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		58

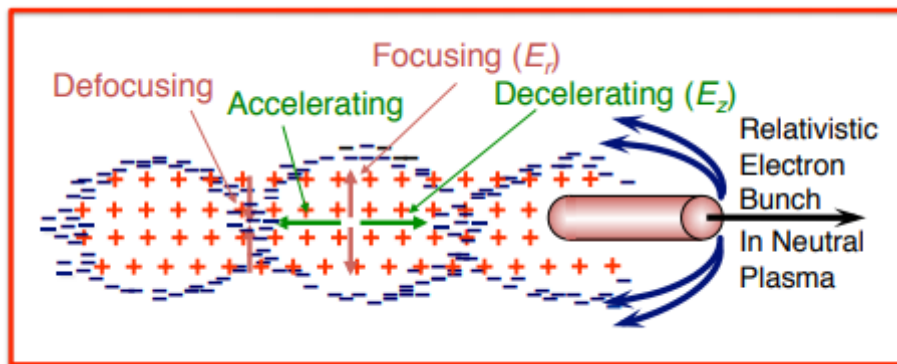


Рисунок 2.1.

Анімація принципу PWFA. Пучок електронів зміщує електрони плазми і формує області

У разі негативно зарядженого накопичувального пучка (наприклад, електронного пучка), коли зміщені, електрони плазми відчують силу відновлення іонів плазми, притягуються назад до осі, перевищують і осцилюють. Це коливання електронів плазми з періодом $\cong 2\pi / \omega_{pe}$ і фазований приводом пучок, що рухається приблизно зі швидкістю світла, є плазмовим слідом. Напрямок полів можна визначити з розподілу заряду у другій структурі прискорювача або міхура (рисунок. 2.1). На осі відбувається чергування позитивно і негативно заряджених областей. У передній частині структури поздовжнє E_z поле знаходиться в прямому напрямку (для зсуву пучка вправо), що відповідає сповільнювальному полю або силі. Частинки накопичувального пучка втрачають енергію в плазмі при витісненні плазмових електронів (у випадку негативно зарядженого накопичувача). У задній частині структури напрямок поля E_z змінюється на протилежну сторону, що дає можливість для частинок у задній частині пучка, або у висхідній зв'язці свідків, отримати енергію з польових смуг. У середині структури поперечне поле вказує назовні, що відповідає силі фокусування для цього приводу, або для свідомого збігу того ж знака заряду. Між структурами області областей сильно стиснутої електронної щільності плазми відповідають областям дефокусування.

Кільватерне поле може управлятися (втрата енергії) і відібраний (енергетичний приріст) електронами одного пучка, приблизно однієї довжини хвилі плазми, як

це було запропоновано на рисунку.2.1. Проте це призводить до великого кінцевого розповсюдження енергії, оскільки всі фази пробудження випробовуються.

Кільватерне поле також може управлятися більш короткою групою і відібрано іншою короткою, звивистою пучком групою, яка називається свідком. Це демонструється на рисунку. 2.2. Це може призвести до вузького кінцевого енергетичного спектра для свідомого згустку, як показано в роботі. [7] і нещодавно в роботі [8].

Привідний пучок також може бути позитивно заряджений, як це запропоновано на рисунку. 2.2. У цьому випадку електронні плазми спочатку притягуються до осі пучка, а потім витримують один і той самий вид поля, з фазовим зсувом відносно негативно зарядженого накопичувача.

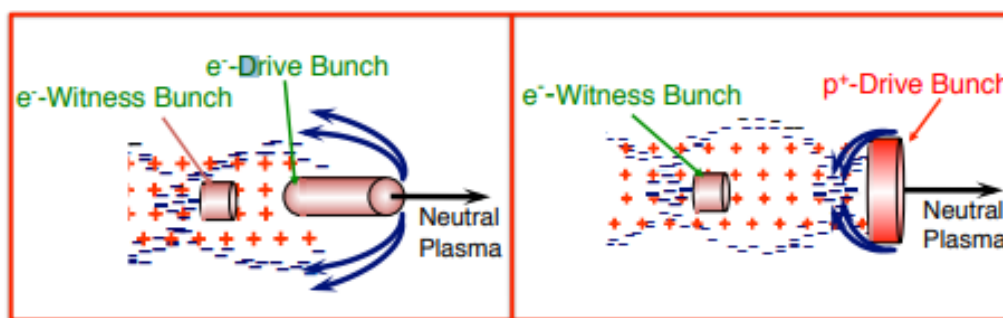


Рисунок. 2.2: На лівій панелі показані поля пробудження, що приводяться в рух негативно зарядженим приводом. Це критерій прискорення також негативно заряджений. На правій панелі зображено схеми слідів, що рухаються позитивно заряджений накопичувач. Скупчення свідка заряджено негативно.

Вперше продемонстровані в роботі [9], що цікаво, з привідним електронним зв'язком. Також вперше продемонстровані з позитронами водіння в позиційному русі з позитивно зарядженим пучком частинок в роботі [10].

Пучок свідка також може мати позитивний заряд (наприклад, позитрони). У цьому випадку вона повинна бути розміщена у відповідній фазі прискорення та фокусування (області) полів прольоту.

2.4. Нелінійні КПЧ режим

У лінійному режимі КПЧ польові хвилі змінюються вздовж і поперек структури і поля. Це призводить до значного поширення кінцевої енергії та зростання емітентів. У нелінійному режимі КПЧ прискорююче поле в колоні чистого іона не залежить від радіуса. Вона змінюється поздовжньо, але це можна пом'якшити, використовуючи пучкове навантаження. Фокусуюче поле змінюється лінійно з радіусом, що зберігає емітенцію пучка з гаусовим положенням і розподілами швидкостей. Він також не залежить від поздовжнього положення. Тому нелінійний режим КПЧ має значні переваги перед лінійним режимом, принаймні для електронного пучка (або негативно заряджених пучків частинок).

Хоча не існує суворої теорії для КПЧ в нелінійному режимі, була розроблена цікава теорія, заснована на параметрах електронного міхура і плазмового електронного листа, що підтримує його [40, 41]. Це було використано, наприклад, для дослідження навантаження пучка в нелінійному режимі, згаданому раніше [38, 39].

2.5. Самомодуляційна нестабільність

Більшість експериментів з КПЧ виконується за допомогою одноелектронних пучків або коротких формованих поїздів електронних пучків.

Електронні пучки можуть бути стиснуті до надзвичайно коротких довжин і сфокусовані на малі поперечні розміри, так що експерименти КПЧ можна проводити при високій щільності плазми і працювати при високих градієнтах. Однак електронні пучки несуть відносно невелику кількість енергії в порівнянні з протонними пучками. Наприклад, типовий електронний пучок СЛК з 25 GeV на частинку і 2×10^{10} частинок на пучок несе близько 80 Дж. Типовий протонний пучок CERN SPS з 400 GeV на частинку і 3×10^{11} частинок

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		61

на пучок несе близько 19 кДж. Після прискорення в LHC до 7 TeV, він несе 336 кДж.

Очікується, що майбутній лінійний колайдер електрон / позитрон виробляє пучки з щонайменше 250 ГэВ на частинку і 2×10^{10} частинок на пучок, тобто, несучи енергію в 800 Дж. Таким чином, колайдер на основі РВРА, що використовує 80 Дж SLAC-подібні привіди, повинен мати стадії, щонайменше, 10 плазмових секцій, щоб отримати пучок в 800 Дж. Постановка передбачається з самого початку роботи ПВВС. Проте, постановка передбачає відстані між плазмовими ділянками, які можуть бути набагато довгими, ніж плазмові ділянки, що призводить до розрідження градієнта: середній прискорюючий градієнт (кінцева енергія, поділена на довжину прискорювача або енергетичний коефіцієнт на стадію плазми, поділена на відстань між етапами), може бути значно нижче пікового градієнта прискорення (градієнт в плазмових ділянках).

Можливим варіантом є використання протонного пучка як прив'язки до дисків. Ця ідея була досліджена чисельно [63]. Хоча результати показували можливість отримання енергії до ~ 600 GeV в одній ~ 500 м плазмі, 1 TeV, $\sigma_z = 100$ мкм, протонний пучок, що використовується як водій, не існує. Цікаво відзначити, що в той час як з електронами або взагалі негативно зарядженими пучками, купа з $\sigma_r \leq \sigma_z \leq c / \omega_{pe}$ є оптимальною, форма з $\sigma_z < \sigma_r$ виглядає більш ефективною для позитивно заряджених пучків.

Нещодавно було запропоновано використовувати поперечну нестабільність, саомодуляційну нестабільність (SMI) для того, щоб загнати великі амплітудні прослизання з пучками набагато довше, ніж довжина хвилі плазми [19]. SMI виникає через взаємодію між поперечними хвилеподібними полями, які можуть періодично фокусувати (або розфокусувати) згустки частинок і збільшувати (або зменшувати) щільність пучка, що сильніше (або слабко) керує польовими смугами. Нестабільність модулює довгий пучок в ланцюжок пучків з періодом, приблизно рівним довжині хвилі плазми. Потім поїзд резонансно проганяє

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		62

келіватерне поле до набагато більших амплітуд, ніж довгий пучок у плазмі з меншою щільністю, таким $k_{pe}\sigma_z \cong \sqrt{2}$. Можна оцінювати коефіцієнт підсилення амплітуди келіватерного поля при використанні SMI, беручи EWB як міру максимально можливого прискорюючого поля і припускаючи, що SMI виробляє мікро-пучки довжини такі, що $k_{pe}\sigma_z \cong \sqrt{2}$ розділені λ_{pe} .

Важливо відзначити, що модуляція має поздовжній період внаслідок поперечного (а не поздовжнього) руху частинок пучка (оскільки дефазування, обумовлена енергетичним посиленням або втратою, незначна для релятивістських частинок). Експерименти з електронними пучками від одного до п'яти λ_{pe} показували, що періодичні польові хвилі дійсно керуються пучками з $\lambda_{pe} > \sigma_z$ [64]. Спостереження базувалося на поздовжніх польових хвилях; однак, вони завжди супроводжуються поперечними смугами.

Експерименти, спрямовані на безпосереднє спостереження впливу поперечних слідів залягання на радіус пучка, тривають на SLAC з електронними та позитронними пучками [65]. Попередні результати свідчать про радіальну модуляцію, формування променевого гало і енергетичних втрат на польоті. Експерименти з низькоенергетичними електронними пучками заплановані на DESY Zeuthen [66].

Великий експеримент, відомий як AWAKE, знаходиться на стадії проектування та встановлення в ЦЕРН [67]. Вона буде використовувати протонний пучок 400 ГВс і плазму довжиною 10 м з базовою щільністю $n_{e0} = 7 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [68].

Перша мета експерименту полягає в тому, щоб спостерігати і характеризувати SMI протонного пучка. На другому етапі електронний згусток з σ_z порядку від одного до двох λ_{pe} буде зовнішньо введений для вибірки посадкових смуг. У третій фазі, електронний пучок, коротший, ніж λ_{pe} , можливо виробляється за допомогою ЛПКП [69], буде впорскуватися для того, щоб зменшити кінцеву енергію, що розповсюджується через навантаження на хвильові поля і зберегти

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		63

прискорене випромінювання пучка [70]. Деталі експерименту AWAKE можна знайти в лекції Е. Гшвендтнера.

2.6 Висновки до розділу

КПЧ є однією з передових схем прискорювачів, які вивчаються як високоградієнтна альтернатива сучасній технології. КПЧ має свої переваги і свої межі, і лише подальші дослідження в цій галузі допоможуть визначити її актуальність для поточного або майбутнього прискорювача електронів або позитронів. Застосування КПЧ полягає в прискорювачах високої енергії, наприклад, до тих, що приводять у дію рентгенівські електронні лазери (FEL) або електрон / позитронний колайдер, які можуть бути обрані для доповнення ВАК.

Зрозуміло, що в цій рукописі не було розглянуто багатьох предметів: джерел плазми, стадії плазмових джерел, ерозії голови пучка, розсіювання на іонах плазми тощо. Однак, цей огляд сприятиме подальшому читанню та розумінню зростаючий обсяг теоретичної, чисельної та експериментальної роботи ПВВС.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Піппис	Дата		64

3.ЛАЗЕРНО-КЕРОВАНІЙ ПЛАЗМОВИЙ КІЛЬВАТОРНО ПОЛЬОВИЙ ЕФЕКТИ ПОШИРЕННЯ.

В рамках лазерного прискорення кільватера, основні характеристики лазерне поширення і збудження плазмової хвилі описані з на роль відстані поширення для прискорення електронів. Для оптимізації довжини взаємодії і максимізації приросту енергії робота при низькій щільності плазми є найбільш перспективним режимом для досягнення ультра релятивістських енергій. Можливі способи збільшення довжини поширення при низькій щільності плазми, лазерне наведення шляхом ковзного відбиття, падіння на стінку діелектричного капіляра.

Трубки мають кілька активів. Властивості лазерного наведення і вимірювання плазмових хвиль на великі відстані.

$$E(r, z, t) = EL w_0 w(z) \exp - r^2 w^2(z) \exp -2 \ln(2) (z - ct)^2 c^2 \tau^2 \theta \times R \exp i\omega_0 t - ik_0 z - ik_0 r^2 2R(z) + i\psi g(z) e^{\perp}$$

Ефекти розповсюдження відіграють важливу роль у лазерних прискорювачах плазми [1]. Механізм збудження плазмових хвиль спирається на нелінійні ефекти [2], пов'язані з наявністю фонових електронів в середовищі, керованої короткими і інтенсивними лазерними імпульсами [3]. Плазмові хвилі є наслідком дії сили, яка пропорційна градієнту лазерної енергії. Ця сила витісняє електрони з областей вищої інтенсивності. Залежно від інтенсивності лазера, збурення щільності, або смуга пробудження, що залишається за лазерним імпульсом, може бути періодичною плазмовою хвилею, наприклад, синусоїдальним коливанням [4], або порожнини порожні від електронів, також відомі як бульбашки [5]. Лазерні і плазмові параметри мають бути ретельно вибрані, щоб скористатися нелінійними ефектами.

Велике значення інтенсивності, як правило, знаходиться в діапазоні $10^{17} - 10^{19}$ Вт / см², необхідний для керування кільваторним полем. За допомогою лазера

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		65

зазвичай досягається фокусуванням лазерного променя в межах малого обсягу. Положення фокуса на довжину коротше порядком 1 мм. Поздовжні поля пов'язані з плазовими хвилями і приводиться в дію лазером може бути до 100 ГВ / м, що призводить до прискорених електронів з енергіями порядку 100 МэВ над типовою шкалою довжиною 1 мм [6–8]. Прискорення електронів до надвисоких енергій вимагає, щоб високий градієнт прискорення підтримувався на більшій відстані [9].

Збільшення відстані прискорення є однією з актуальних задач лазерних прискорювачів плазми.

Ультра-інтенсивний лазерний промінь взаємодії з речовиною, породжуючи різні види нелінійних ефектів [3], який зазвичай збільшуються з відстанню поширення. Деякі внутрішні обмеження лазерів, такі як дефазування електронів під час процесу прискорення, оскільки вони перевищують фазу прискорення поле, або виснаження лазерного променя на відстані поширення, може бути менш суворим при низькій щільності плазми. Зниження щільності плазми сприяє зменшенню нелінійних ефектів і збільшенню відстані прискорення, за умови, що інтенсивність лазера може підтримуватися на необхідному рівні на всій відстані. Цього можна досягти, направляючи лазерний промінь зовні, або за допомогою попередньо сформованої структури плазми або капілярної трубки.

У цьому розділі викладені деякі з основних характеристик лазерних плазових хвиль, які корисні для опису розповсюдження лазера і збудження плазових хвиль. Описано також основні параметри, що регулюють прискорення електронів, з акцентом на роль відстані поширення.

Серед різних методів оптимізації довжини взаємодії для максимізації енергетичного приросту, робота на низькому рівні щільності плазми є найбільш перспективним режимом для досягнення ультрарелятивістських енергій.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		66

3.1 Характеристики прискорення лазерної плазми

3.1.1 Лазерне розповсюдження у вакуумі

Електромагнітне поле лазера описується рівняннями Максвелла [10]. Лазерний імпульс може бути моделюватися функціями Гауса в просторі і часі як хороша апроксимація експериментальних профілів. Електричне поле E бі-гауссовського лазерного променя, що поширюється у вакуумі по осі z , задається за формулою:

$$\mathbf{E}(r, z, t) = E_L \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-\frac{r^2}{w^2(z)} \right] \exp \left[-2 \ln(2) \frac{(z - ct)^2}{c^2 \tau_0^2} \right] \times \Re \left\{ \exp \left[i\omega_0 t - ik_0 z - ik_0 \frac{r^2}{2R(z)} + i\psi_g(z) \right] \mathbf{e}_\perp \right\},$$

фокальна площина ($z = 0$), c позначає швидкість світла у вакуумі, τ_0 - повна ширина при половині максимумі

тривалість імпульсу, $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ і $\omega_0 = ck_0$ представляють, відповідно, хвильовий номер і кутовий

частота лазерного променя з довжиною хвилі λ_0 . Одиничний вектор $\mathbf{e}_\perp$ вказує напрямок поляризації лазерного електричного поля. Для лазерного поля, лінійно поляризованого в напрямку x , $\mathbf{e}_\perp = \mathbf{e}_x$, а для а

циркулярно поляризованого, $\mathbf{e}_\perp = 1/\sqrt{2} (\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y)$.

Розповсюдження гауссового лазерного імпульсу повністю характеризується талією пучка $w(z)$

радіус кривизни хвильового фронту $R(z)$, а також фазовий зсув Гуя ($\psi_g(z)$). Як показано на рис. 1, ці

Параметри розвиваються вздовж осі z як $w(z)$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2},$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right],$$

$$\psi_g(z) = \arctan \left(\frac{z}{z_R} \right),$$

Електромагнітні поля $\mathbf{E}$ та $\mathbf{B}$ можуть бути виражені через скалярний потенціал Φ та векторний потенціал $\mathbf{A}$,

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= -\nabla\Phi - \frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}, \\ \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A}, \\ a_0 &= e\dot{A}_0/(mc) = eE_L/(mc\omega_0). \\ I_L &= c^2\varepsilon_0\langle\mathbf{E} \times \mathbf{B}\rangle = \frac{c\varepsilon_0}{2} |\mathbf{E}|^2\end{aligned}$$

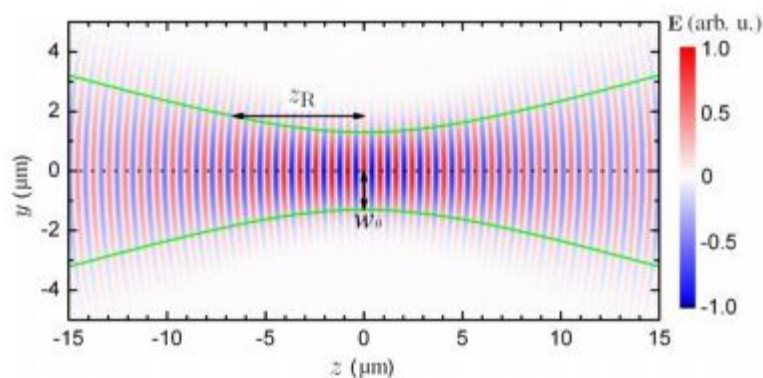


Рисунок 3.1: Електричне поле гауссового пучка в площині (y, z)

. Потужність лазера для гаусівського імпульсу в часі :

$$P = 2\sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi}} \frac{\mathcal{E}_L}{\tau_0} \simeq \frac{\mathcal{E}_L}{\tau_0},$$

і відповідна пікова інтенсивність лазера в фокальній площині

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \simeq \frac{2\mathcal{E}_L}{\pi\tau_0 w_0^2}.$$

інтенсивність піку може бути обчислена з вимірювань енергії, тривалості, і розміру плями, за умови, що відома форма лазерного променя. а₀ можна виразити як функцію інтенсивності в практичних одиницях,

$$a_0 = \sqrt{\frac{e^2}{2\pi^2\varepsilon_0 m_e^2 c^5} \lambda_0^2 I_0} \simeq 0.86\lambda_0 [\mu\text{m}] \sqrt{I_0 [10^{18} \text{ W/cm}^2]}.$$

Приклад розподілу енергії в фокальній площині, виміряний в Lund Laser Center під час експерименту [11], показаний на рисунку 3.2. Як це часто буває, до фокусування, енергії, що доставляється лазерною системою має майже плоско-верхні циліндрично-симетричні розподіли в поперечній площині.

Отже, у фокальній площині відповідний розподіл енергії не є чисто гаусовим. Радіальний профіль отримано шляхом усереднення розподілу енергії з лівого зображення над азимутальним кутом.

Фокусна точка, була досягнута після оптимізації симетрії розподілу, шляхом налаштування деформованого дзеркала, розміщеного після компресора. Середній радіус фокальної плями на першому мінімумі може бути визначений з радіального профілю; у цьому прикладі його вимірювали як $(19,7 \pm 0,8)$ мкм, що дає інтенсивність піку по осі

$$(5,4 \pm 0,1) \times 10^{18} \text{ Вт / см}^2$$

і нормований лазерний векторний потенціал $a_0 = 1.6$. Енергетична фракція що міститься в сірому заштрихованому ділянці на рисунку 3.2 оцінюється рівним 84% енергії в фокальній площині.

3.1.2 Збудження плазмової хвилі.

В плазмі дія сили призводить до збудження плазмової хвилі. Ця сила пов'язана з рухом електронів другого порядку [див. (8)], усередньому довше за часом, ніж лазерний період. Цю силу можна записати як::

$$\mathbf{F}_p = -m_e c^2 \nabla \langle a^2 / 2 \rangle = -m_e c^2 \nabla a_0^2 / 2 .$$

Данну силу можна розглядати як тиск випромінювання інтенсивності лазера. Ця сила починається з заряджених частинок виходить з області високої лазерної інтенсивності і не залежить від знака зарядженої

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		69

частинки. Крім того, вона обернено пропорційна масі частинок $F_p / 1 / m$. Отже, під тим же лазерним полем, прискорення, що діє на протон, становить лише 10^{-6}

Рухом можна знехтувати при досить низькій міцності лазера.

На рисунку 3.3 показано збудження плазмової хвилі (червона суцільна крива) в лінійній (верхній графік) і нелінійній (нижній граф) режими, де по осі щільність виявляє локалізовані спайки, розділені а

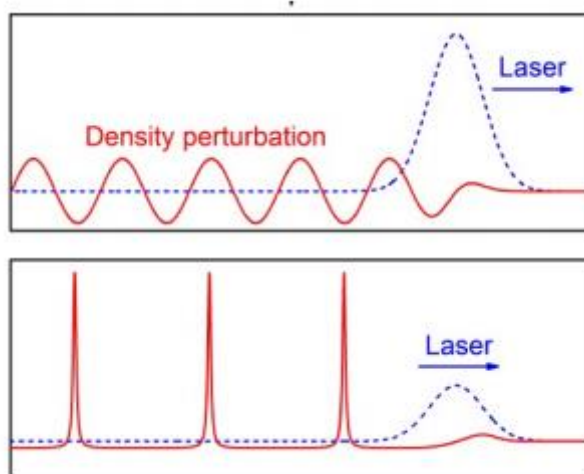


Рисунок 3.3: Лазерна оболонка (синя пунктирна лінія) і обурення щільності (червона суцільна лінія) вздовж осі поширення (верхній) лінійний і (нижній) нелінійні режими.

Таким чином, поздовжнє електричне поле, пов'язане з плазмовою хвилею, є полем просторового заряду, пов'язаним з періодичний розподіл зарядів, що коливаються за лазерним імпульсом.

$$\lambda_p [\mu\text{m}] \simeq 33 \times (n_e [10^{18} \text{ cm}^{-3}])^{-1/2}.$$

Ця плазмова хвиля називається релятивістською плазмовою хвилею, оскільки її фазова швидкість, наведена у формулі. Коли частота плазми ω_p значно менша частота лазера ω_0 . Амплітуду поздовжнього прискорюючого поля можна записати так:

$$E_p \text{ [GV/m]} \simeq 96(n_e \text{ [10}^{18} \text{ cm}^{-3}])^{1/2} \frac{\delta n_e}{n_e}.$$

Амплітуда цього поля є максимальною для збурення щільності 100%, при верхній межі лінійний режим, де розривається плазмова хвиля.

3.1.3 Режими лазерного випромінювання

Серед параметрів, що визначають характеристики прискорених електронів в плазмі, є лазерні характеристики (амплітудні, поперечні та поздовжні розміри) і властивості плазми, такі як:

щільність електронів і їх розподіл. Сила лазера використовується в основному для розрізнення лінійного (або квазілінійного) і нелінійного режимів збудження лазерного випромінювання.

Імпульс, початковий поперечний розмір лазера, r_L , також є ключовим параметром. У квазілінійному режимі

$$\frac{k_p^2 r_L^2}{2} > \frac{a_0^2}{\gamma_{\perp}},$$

$$\gamma_{\perp} = (1 + a_0^2/2)^{1/2}.$$

Режим бульбашки або вибуху виникає для $a_0 > 1$ і характеризується

$$k_p r_L \leq 2\sqrt{a_0}.$$

Рисунок 3.4 ілюструє основні особливості цих двох різних режимів з результатами моделювання.

На рисунку 3.4 видно, що лазерне випромінювання в лінійному режимі має регулярну коливальну поведінку [4].

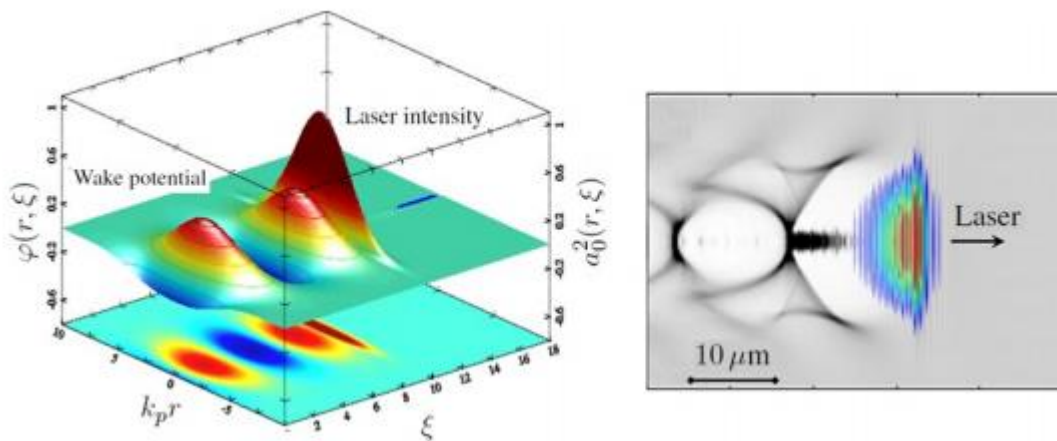


Рисунок 3.4: Ілюстрація двох режимів лазерного сплеску лазера. Ліворуч: Збудження плазмової хвилі в лінійній режим; 3D вигляд і проекція в горизонтальній площині нормованої інтенсивності лазера і потенціалу сліду.

Праворуч: збудження плазмової хвилі в нелінійному режимі; карта щільності в горизонтальній площині (шкала сірого, білий - нуль) і суперпозиція амплітуди лазера (кольорова шкала, червоний - максимум)

Пондеромоторная сила змінюється як градієнт енергії лазера і створює розподіл щільності в поздовжні і поперечні напрямки. Пов'язані поперечні та поздовжні поля можна контролювати незалежно, регулюючи поперечний розмір фокусної плями та тривалість імпульсу. Структура прискорення має форму синусоїди з довжиною хвилі λ_p , як правило, в діапазоні 10–100 мкм; його значення регулюється шляхом налаштування електронної щільності плазми. Прискорююче поле типово знаходиться в діапазоні 1–10 ГВ / м, це значення обмежується полем розбиття хвиль для нерелятивістської холодної плазми, $E_0 = m_e c \omega_p / e$, і порядку 96 ГВ / м.

Розрив хвиль характеризується тим, що електронні коливання стають настільки великими, що електрони можуть уникнути колективного руху.

Це може бути на початку ін'єкції електронів в нелінійному режимі. У лінійному режимі відхилення хвиль не відбувається, і релятивістські електрони повинні

вироблятися зовнішнім джерелом і вводиться в лінійну плазмову хвилю для прискорення.

Права панель на рисунку 3.4 ілюструє основні особливості нелінійного режиму. Коли лазер поширюється в плазму, його передня кромка дифрагує, а решта самофокусується. Електрони вигнані пондеромоторной силою з високоінтенсивного об'єму і плазмової порожнини, біла область, яка є порожньою електронів, залишена за лазерним імпульсом. Вигнані електрони подорожують уздовж лінії поля і накопичуються в задній частині порожнини, де їх можна вводити і прискорювати. Розмір порожнини, як правило, становить близько 10 мкм, і виробляє прискорені електронні пучки з поперечною розміром до декількох мікрометрів, внаслідок фокусуючого поля всередині порожнини. Цей режим називають вибуховим або міхуровим режимом [5, 15].

3.1.4 Енергетичний приріст електрона в плазмі хвилі.

Приріст енергії, ΔW електрона, прискореного в плазмі, пропорційний добутку прискорення поздовжнього поля, пов'язане з плазмової хвилею, $e\phi$, і довжиною, L_{acc} , над якою електрон подається до цього поля,

Амплітуда прискорюючого поля і довжина прискорення залежать від режиму лазера, кінцеватного поля і можуть бути оптимізовані різними способами. Три основні механізми можуть обмежувати відстань прискорення: дифракція лазера зазвичай обмежує прискорення до довжини Релея; визначається виснаження насоса;

довжину, по якій половина енергії лазера передається на плазмову хвилю; дефазирования, прискорені електрони випереджають плазмову хвилю і входять у фазу сповільнення, визначає дефазування довжини. Дифракція є обмеженням внаслідок розповсюдження лазера в середовищі і може бути представлено в

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		73

нелінійний режим самофокусування: в цьому випадку нелінійності, що накладаються на середовище, можуть формувати профіль поперечної густини, що діє як перехідна довжина фокусування. У лінійному режимі, де нелінійні ефекти незначні, зовнішнє керівництво має бути реалізовано; використанням капілярних. Прискорення плазми і залежать від щільності електронів. Їх залежності описані далі.

3.2 Експеримент з прискорення плазми.

3.2.1 Експериментальна демонстрація лазерного наведення.

Ведення в капілярних трубах при низькій інтенсивності вимірювалося і відповідало теоретичним прогнозам з точки зору зчеплення та передачі. Експериментально падаючий промінь повинен бути сфокусований на вхідну площину капілярної трубки, як показано на рисунку 3.5. У цьому випадку лазер HeNe ($\lambda_0 = 632$ нм) був сфокусований на вході в капілярну трубку довжиною 30 мм і внутрішнім діаметром 127 мкм. Фокусна міра була гаус сова, з талією близько 43 мкм, що відповідає $w_0 = 0.68R_{\text{cap}}$, На рисунку 3.5 також показано лазерна пляма на виході капіляра, який є симетричним і виявляє картину основного режиму. У цьому випадку передача $90 \pm 2\%$ була отримана експериментально і може бути порівняна до теоретичної передачі. Передача визначається як відношення падаючого і переданого лазера, енергії на вході і виході капіляра відповідно. Таким чином теоретичні передача обчислюється як $T_1 = 94\%$, що дуже близьке до експериментального значення, що дозволяє припустити, що в експерименті були досягнуті відмінний вирівнювання і якість пучка, що призвело до квазімоногопроводника. Теоретично вивчається чутливість зв'язку і передачі до невідповідностей:

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Апк
ЗМН	Апк	№ локум	Пілпис	Дата		74

передбачення прекрасно узгоджуються з експериментальними результатами і узгоджуються в роботі. [33].

Для експериментально продемонстрованих для лазерних інтенсивностей у вакуумі [34] і передача вимірювалася для різних значень радіусів капілярної трубки. У відповідності до теоретичних прогнозів довжина демпфування збільшувалася з кубом радіуса капіляра, як показано на рисунку 3.5.

Вимірювані передачі відповідають прогнозованим значенням для квазімонодного наведення, яке таким чином вимірювалося у вакуумі на відстані 100 довжин Релея. Аналітичні прогнози для умов зчеплення та довжини демпфування були експериментально підтверджено для трубок у вакуумі.

3.2.2 Вимірювання плазмових хвиль в капілярних трубах.

Вперше продемонстровано порушення плазмових хвиль довжиною до 8 см [21] за допомогою лазерного наведення інтенсивних лазерних імпульсів через заповнені воднем скляні капілярні трубки. Лазерний направляючий при інтенсивності введення до 10^{18} Вт / см² досягалася при більш ніж 90% передачі енергії в евакуйованих

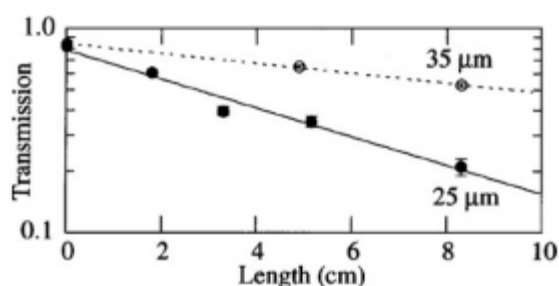


Рисунок 3.4: Вимірювана передача як функція відстані поширення для двох значень радіуса капілярної трубки,
 $R_{cap} = 35$ мкм (відкриті кола і пунктирна лінія), а $R_{cap} = 25$ мкм (заповнені кола і суцільна лінія).

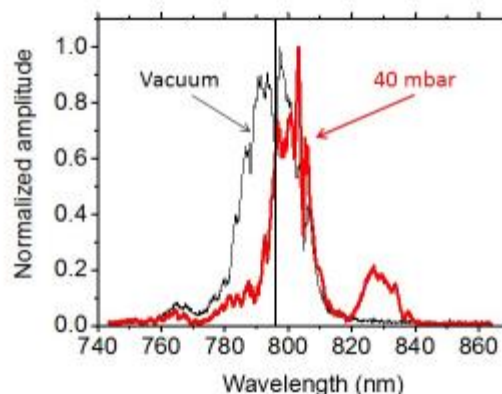


Рис. 3.5: Спектр лазерного променя на виході капілярної трубки у вакуумі (чорна суцільна крива, вертикальна лінія)

вказує центр спектра у вакуумі через капіляр) і в 40 мбар водню (червона лінія).
або водородні газові трубки довжиною до 8 см з радіусом $R_{cap} = 50$ мкм.

Для дослідження лінійних і помірно нелінійний режим, вхідна інтенсивність зберігалася нижче 3×10^{17} Вт / см² і електронна щільність варіювалася в діапазоні $0.05-5 \times 10^{18}$ см⁻³

Лазерні імпульси передаються через заповнені газом капілярні трубки, що мають розширені спектри. У діапазоні параметрів, що відносяться до даного експерименту, спектральні модифікації лазерного імпульсу, що керує плазмовою хвилею, після поширення в плазмі на велику відстань, головним чином, пов'язані зі змінами показника заломлення плазми при створенні плазмової хвилі. Фронт лазерного імпульсу створює збільшення електронної щільності, що призводить до посилення імпульсу, в той час як задня частина імпульсу створює зменшення електронної щільності з більшими амплітудами, а значить і червоне зміщення спектра.

Збудження плазмових хвиль - червоне зміщення лазерного променя, тобто зсув спектру до довгих хвиль, як показано на рисунку. 3.6. Спектр на виході капіляра довжиною 7 см .

Зсув довжини хвилі $\Delta\lambda / \lambda$ може бути показаний [35] безпосередньо пов'язаним з енергією плазми

хвиля з електричним полем, E_p , збуджений в об'ємі плазми, V ,

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{1}{16\pi\epsilon_{out}} \int_V E_p^2 dV,$$

де E_{out} - сумарна енергія переданого лазерного імпульсу. Для розповсюдження мономоду лазерного імпульсу

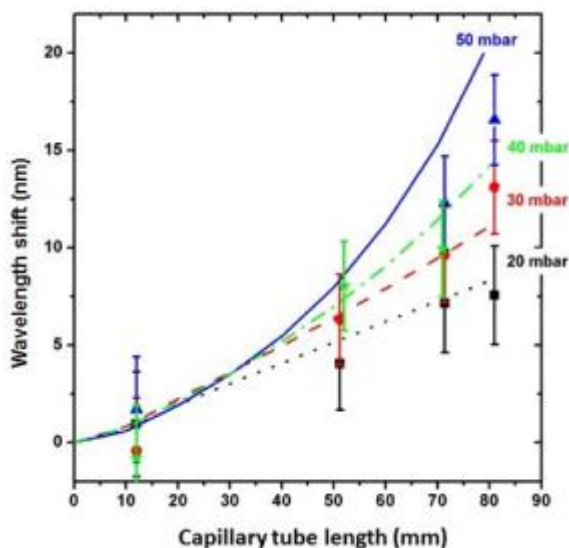


Рисунок. 3.6: Зсуви довжин хвиль як функції довжини капіляра, заповненого воднем при різних значеннях тиску, визначено експериментально.

Гауссовою тимчасовою огибаючою, що генерує поле розмивання у слабо нелінійному режимі, довжину хвилі.

Зсув може бути виражений аналітично [21]. Для малих втрат енергії на стінці капіляра вона пропорційна

пік інтенсивності лазера на осі капіляра, а також довжині капіляра і має резонанс. Залежність від тиску газу, безпосередньо пов'язаного з порушенням плазмових хвиль. Залежність спектра:

червоне зміщення вимірювалося як функція тиску заповнення, довжини капілярної трубки, а також падаючої лазерної енергії,

і було виявлено, що вона відмінно узгоджується з результатами моделювання, як показано на рисунку 3.6.

Лінійна поведінка зсуву довжини хвилі як функція довжини спостерігається при 20 мбар.

Експериментальні дані за результатами моделювання демонструють, що хвиля плазми порушується по довжині, як довжиною 8 см. При збільшенні тиску еволюція нелінійного лазерного імпульсу посилюється

довжина розповсюдження, що призводить до амплітуди плазмової хвилі більше лінійного прогнозу.

Поздовжній

Прискорювальне поле, виведене з детального аналізу динаміки лазерного випромінювання в капілярних трубах.

Чисельне моделювання, знаходиться в діапазоні 1–10 ГВ / м для вхідної лазерної інтенсивності порядку $10 \cdot 10^{17} \text{ Вт / см}^2$

Середній продукт градієнта і довжини досягнуто в цьому експеримент був порядку 0,4 ГВ при тиску 50 мбар; вона може бути збільшена до декількох ГВ шляхом збільшення довжини і діаметра капілярної трубки з більш високою енергією лазера.

На закінчення, вихідні спектри рушійних лазерних імпульсів вимірювали після поширення в газонаповнених капілярах, що підтримуються відповідним моделюванням, надають детальну інформацію про динаміку імпульсу лазера і включають основні характеристики прискорюючих полів, що збуджуються на хвилі лазерних імпульсів протягом тривалого часу та відстані, необхідні для ефективного прискорення електронів до високих енергій.

3.3 Висновки до розділу

1У рамках лазерного приводу бурхливого прискорення, основні характеристики Росії

описано розповсюдження лазера і збудження плазмових хвиль з акцентом

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		78

на роль відстані поширення для електронного прискорення. Для оптимізації довжини взаємодії і максимізації енергетичного приросту, робота при низькій щільності плазми становить

найбільш перспективний режим досягнення ультрарелятивістських енергій.

Серед них

можливих методів розширення довжини розмноження при низькій щільності плазми,

лазерне направлення шляхом відбиття падіння падіння на стінці діелектричного капіляра

труб має кілька активів. Властивості лазерного наведення і вимірювання представлено плазмові хвилі на великі відстані.

					<i>ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ</i>	Анк
Змн	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		79

ВИСНОВКИ

Підсумовуючи, деякі особливості лазерного керування плазовими хвилями пов'язані з поширенням лазера в плазмі були введені та обговорені. Численні результати попередніх досліджень чітко вказують на те, що зниження щільності плазми є найкращим методом збільшення енергії прискорених електронів. При менших густинах такі механізми, як дефазировка між електронним пучком і плазовою хвилею і прогресивне вичерпання приводного лазерного імпульсу необхідно враховувати, оскільки вони обмежують максимально досяжної енергії. Підвищена енергія електронів порядку декількох Гіга електрон-вольтів в даний час досягається при меншій щільності плазми і вищих потужностях лазерних піків, в нелінійних режимах прискорення лазерної плазми, де

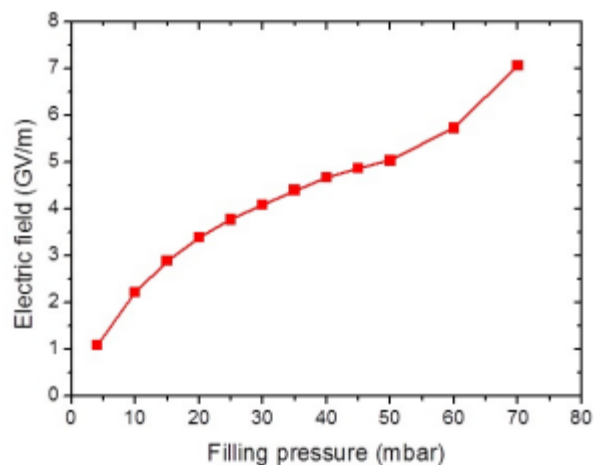


Рис. 17: Середня амплітуда електричного поля плазової хвилі, виміряна на виході зі скляного капіляра довжиною 8 см

трубки в залежності від тиску наповнення.

розширення довжини плазми до довжини дефазировання є проблемою.

Зрештою, зниження плазми

Щільність призведе до режиму, при якому самовпилення плазми електронів в плазову хвилю не приймає

місце і інжекція електронів із зовнішніх джерел.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
Змн	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		80

Поточні зусилля розвитку прискорювача мають тенденцію до збільшення енергії електронів, одночасно покращуючи властивості електронного згустку, з яких енергетичним розповсюдженням і поперечною емітенцією є ключові параметри для транспортування та фокусування пучка, а також подальші застосування. Роздільна електронна ін'єкція і процеси прискорення, і спираючись на ряд суто прискорюючих етапів [37], забезпечують рішення до питань дефазировання і виснаження, і зробити процес прискорення масштабованим до вищих енергій, зберігаючи якість пучка. Два важливих аспекти багатоступінчастого лазерного прискорення плазми являють собою лазерні направляючі на метр-масштабі відстані [38] і контроль властивостей електронного пучка для зовнішня ін'єкція в плазмову хвилю прискорюючої стадії. Подальша робота буде вирішувати різні питання прискорення плазми з багатоступінчастою плазмою. Лазер

Очікується, що направляюча і підвищена енергія лазера вироблятимуть електронні пучки в діапазоні 10 Гев

один етап (див., наприклад, проект BELLA [39] в США або проект CILEX APOLLON [40]) у Франції). Постановка - наступна віха для розвитку лазерних прискорювачів плазми. The

Лазерна установка APOLLON [41], що будується у Франції, забезпечить два промені в 1–10 PW

діапазон, а також екранована велика експериментальна площа, побудована для проведення багатоетапних експериментів [40]. У цих експериментах перша стадія (тобто інжектор) буде використовуватися для генерації електронів в діапазоні 50–200 Мев,

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Піппис	Дата		81

які потім будуть транспортуватися [42] і зосереджені на етапі прискорювача.

Якість прискорюється

Таким чином, зв'язка буде результатом комбінованих властивостей інжектора і можливостей

транспортної лінії для їх розміщення.

У довгостроковій перспективі розвиток прискорювачів, керованих лазером, буде залежати від поліпшень в

продуктивність лазерних систем, з точки зору якості променя, надійності, стабільності та середньої потужності. Плазма

Етапи в квазілінійному режимі забезпечують засоби контролю поперечних і поздовжніх полів, а отже, і динаміку прискорених пучків. При цьому можуть бути прискорені електронні або позитронні пучки

Необхідно розробити режим зовнішньої інжекції, а також розробити схеми зовнішнього введення в джерела плазми низької щільності.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
Змн	Анк	№ доквм	Підпис	Дата		82

ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНОЇ НАУКОВО-ТЕХНІЧНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. G.I. Budker, Proc. CERN Symposium on High Energy Accelerators Vol. 1, p. 68 (1956).
2. T. Tajima and J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 43(4) (1979) 267.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.267>
3. A. Modena, A. Dangor, Z. Najmudin, C. Clayton, K. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. Darrow, C. Danson, D. Neely and F. Walsh, Nature 377 (1995) 606.
<http://dx.doi.org/10.1038/377606a0>
4. P. Chen, J.M. Dawson, R.W. Huff and T. Katsouleas, Phys. Rev. Lett. 54(7) (1985) 693. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.693>
5. A. Caldwell, K. Lotov, A. Pukhov and F. Simon, Nature Phys. 5 (2009) 363.
<http://dx.doi.org/10.1038/nphys1248>
6. L.M. Gorbunov and V.I. Kirsanov, Sov. Phys. JETP 66 (1987) 290.
7. F. Amiranoff et al., Phys. Rev. Lett. 81(5) (1998) 995.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.995> 24 V. MALKA 24
8. C.E. Clayton, C. Joshi, C. Darrow and D. Umstadter, Phys. Rev. Lett. 54(21) (1985) 2343. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.2343>
9. C.E. Clayton, K.A. Marsh, A. Dyson, M. Everett, A. Lal, W.P. Leemans, R. Williams and C. Joshi, Phys. Rev. Lett. 70(1) (1993) 37.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.37>
10. M. Everett, A. Lal, D. Gordon, C. Clayton, K. Marsh and C. Joshi, Nature 368 (1994) 527. <http://dx.doi.org/10.1038/368527a0>
11. F. Amiranoff et al., Phys. Rev. Lett. 74(26) (1995) 5220.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.5220>
12. Y. Kitagawa et al., Phys. Rev. Lett. 68(1) (1992) 48.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.48>
13. A. Dyson et al., Plasma Phys. Control. Fusion 38(4) (1996) 505.
<http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/38/4/005>

					<i>ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ</i>	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		83

14. N.A. Ebrahim, J. Appl. Phys. 76(11) (1994) 7645.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.357937>
15. F. Amiranoff et al., Phys. Rev. Lett. 68(25) (1992) 3710.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.3710>
16. B. Walton et al., Opt. Lett. 27(24) (2002) 2203.
<http://dx.doi.org/10.1364/OL.27.002203>
17. P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall and G. Joyce, Phys. Rev. Lett. 69(15) (1992) 2200. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2200>
18. T.M. Antonsen, Jr. and P. Mora, Phys. Rev. Lett. 69(15) (1992) 2204.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2204>
19. N.E. Andreev, L.M. Gorbunov, V.I. Kirsanov, A.A. Pogosova and R.R. Ramazashvili, JETP Lett. 55 (1992) 571.
20. C. Joshi, T. Tajima, J.M. Dawson, H.A. Baldis and N.A. Ebrahim, Phys. Rev. Lett. 47(18) (1981) 1285. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.47.1285>
21. D. Umstadter, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk, G. Mourou and R. Wagner, Science 273(5274) (1996) 472. <http://dx.doi.org/10.1126/science.273.5274.472>
22. C.I. Moore, A. Ting, K. Krushelnick, E. Esarey, R.F. Hubbard, B. Hafizi, H.R. Burris, C. Manka and P. Sprangle, Phys. Rev. Lett. 79(20) (1997) 3909.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.3909>
23. C.E. Clayton et al., Phys. Rev. Lett. 81(1) (1998) 100.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.100>
24. V. Malka et al., Phys. Plasmas 8 (2001) 2605.
25. E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall and A. Ting, IEEE Trans. Plasma Sci. 24(2) (1996) 252. <http://dx.doi.org/10.1109/27.509991>
26. W.P. Leemans, J. van Tilborg, J. Faure, C.G.R. Geddes, C.Tóth, C.B. Schroeder, E. Esarey, G. Fubiani and G. Dugan, Phys. Plasmas 11(5) (2004) 2899.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.1652834>
27. T. Hosokai, K. Kinoshita, A. Zhidkov, K. Nakamura, T. Watanabe, T. Ueda, H. Kotaki, M. Kando, K. Nakajima and M. Ueseka. Phys. Rev. E 67(3) (2003) 036407.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.67.036407>

28. C. Gahn, G.D. Tsakiris, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, G. Pretzler, P. Thirolf, D. Habs and K.J. Witte. Phys. Rev. Lett. 83(23) (1999) 4772.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.4772>

29. V. Malka et al., Science 298(5598) (2002) 1596.

<http://dx.doi.org/10.1126/science.1076782>

30. S. Fritzler, E. Lefebvre, V. Malka, F. Burgy, A. E. Dangor, K. Krushelnick, S.P.D. Mangles, Z. Najmudin, J.-P. Rousseau and B. Walton, Phys. Rev. Lett. 92(16) (2004) 165006. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.165006>

31. A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Appl. Phys. B 74(4-5) (2002) 355.

<http://dx.doi.org/10.1007/s003400200795> 25 PLASMA WAKE ACCELERATORS: INTRODUCTION AND HISTORICAL OVERVIEW 25

32. F.S. Tsung, R. Narang, W.B. Mori, C. Joshi, R.A. Fonseca and L. O. Silva, Phys. Rev. Lett. 93(18) (2004) 185002. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.185002>

33. J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy and V. Malka. Nature 431 (2004) 541.

<http://dx.doi.org/10.1038/nature02963>

34. S. Mangles et al., Nature 431 (2004) 535. <http://dx.doi.org/10.1038/nature02939>

35. C.G.R. Geddes, C. Tóth, J. van Tilborg, E. Esarey, C.B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary and W.P. Leemans, Nature 431 (2004) 538.

<http://dx.doi.org/10.1038/nature02900>

36. E. Miura, K. Koyama, S. Kato, S. Saito, M. Adachi, Y. Kawada, T. Nakamura and M. Tanimoto, Appl. Phys. Lett. 86(25) (2005) 251501.

<http://dx.doi.org/10.1063/1.1949289>

37. B. Hidding et al., Phys. Rev. Lett. 96(10) (2006) 105004.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.105004>

38. N. A. M. Hafz et al., Nature Photon. 2 (2008) 571.

<http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2008.155>

39. W.P. Leemans, B. Nagler, A.J. Gonsalves, Cs. Tóth, K. Nakamura, C.G.R.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Піппис	Дата		85

- Geddes, E. Esarey, C.B. Schroeder and S.M. Hooker, Nature Phys. 2 (2006) 696.
<http://dx.doi.org/10.1038/nphys418>
40. W.P. Leemans et al., Phys. Rev. Lett. 113(24) (2014) 245002.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.245002>
41. H.T. Kim, K.H. Pae, H.J. Cha, I.J. Kim, T.J. Yu, J.H. Sung, S.K. Lee, T.M. Jeong and J. Lee, Phys. Rev. Lett. 111(16) (2013) 165002.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.165002>
42. X. Wang, R. Zgadzaj, N. Fazel, Z. Li, S.A. Yi, X. Zhang, W. Henderson, Y.-Y. Chang, R. Korzekwa, H.-E. Tsai, C.-H. Pai, H. Quevedo, G. Dyer, E. Gaul, M. Martinez, A. C. Bernstein, T. Borger, M. Spinks, M. Donovan, V. Khudik, G. Shvets, T. Ditmire, M. C. Downer, Nature Commun. 4 (2013).
<http://dx.doi.org/10.1038/ncomms2988>
43. S. Bulanov, N. Naumova, F. Pegoraro and J. Sakai, Phys. Rev. E 58(5) (1998) R5257(R). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.58.R5257>
44. C.G.R. Geddes, K. Nakamura, G. R. Plateau, Cs. Tóth, E. Cormier-Michel, E. Esarey, C.B. Schroeder, J.R. Cary and W.P. Leemans, Phys. Rev. Lett. 100(21) (2008) 215004. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.215004>
45. J.U. Kim, N. Hafz and H. Suk, Phys. Rev. E 69(2) (2004) 026409.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.69.026409>
46. T.-Y. Chien, C.-L. Chang, C.-H. Lee, J.-Y. Lin, J. Wang and S.-Y. Chen, Phys. Rev. Lett. 94(11) (2005) 115003. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.115003>
47. P. Tomassini, M. Galimberti, A. Giulietti, D. Giulietti, L.A. Gizzi, L. Labate and F. Pegoraro, Phys. Rev. ST Accel. Beams 6(12) (2003) 121301.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.6.121301>
48. J. Faure, C. Rechatin, O. Lundh, L. Ammoura and V. Malka, Phys. Plasmas 17(8) (2010) 083107. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3469581>
49. A.V. Brantov, T.Z. Esirkepov, M. Kando, H. Kotaki, V.Yu. Bychenkov and S.V. Bulanov, Phys. Plasmas 15(7) (2008) 073111. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2956989>
50. A.J. Gonsalves et al., Nature Phys. 7 (2011) 862.

<http://dx.doi.org/10.1038/nphys2071>

51. H. Suk, N. Barov, J.B. Rosenzweig and E. Esarey, Phys. Rev. Lett. 86(6) (2001) 1011. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.1011>

52. K. Koyama, A. Yamazaki, A. Maekawa, M. Uesaka, T. Hosokai, M. Miyashita, S. Masuda and E. Miura, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 608(1) (2009) S51. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.05.142>

53. K. Schmid, A. Buck, C.M.S. Sears, J.M. Mikhailova, R. Tautz, D. Herrmann, M. Geissler, F. Krausz and L. Veisz, Phys. Rev. ST Accel. Beams 13(9) (2010) 091301. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.13.091301> 26 V. MALKA 26

54. J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec and V. Malka, Nature 444 (2006) 737. <http://dx.doi.org/10.1038/nature05393>

55. E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall and A. Ting, IEEE J. Quant. Electron. 33(11) (1997) 1879-1914. <http://dx.doi.org/10.1109/3.641305>

56. G. Fubiani, E. Esarey, C. B. Schroeder and W. P. Leemans, Phys. Rev. E 70(1) 016402 (2004). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.70.016402>

57. C. Rechatin, J. Faure, A. Lifschitz, V. Malka, and E. Lefebvre, Phys. Plasmas 14(6) (2007) 060702. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2741387>

58. X. Davoine, E. Lefebvre, J. Faure, C. Rechatin, A. Lifschitz and V. Malka, Phys. Plasmas 15(11) (2008) 113102. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3008051>

59. V. Malka, J. Faure, C. Rechatin, A. Ben-Ismael, J.K. Lim, X. Davoine and E. Lefebvre, Phys. Plasmas 16(5) (2009) 056703. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3079486>

60. C. Rechatin, J. Faure, A. Lifschitz, X. Davoine, E. Lefebvre and V. Malka, New J. Phys. 11 (2009) 013011. <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/11/1/013011>

61. C. Rechatin, X. Davoine, A. Lifschitz, A. Ben Ismael, J. Lim, E. Lefebvre, J. Faure and V. Malka, Phys. Rev. Lett. 103(19) (2009) 194804. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.194804>

62. E. Oz et al., Phys. Rev. Lett. 98(8) (2007) 084801. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.084801>

63. T.P. Rowlands-Rees et al., Phys. Rev. Lett. 100(10) (2008) 105005.

					ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ	Анк
ЗМН	Анк	№ локум	Піппис	Дата		87

- <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.105005>
64. A. Pak, K.A. Marsh, S.F. Martins, W. Lu, W.B. Mori and C. Joshi, Phys. Rev. Lett. 104(2) (2010) 025003. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.025003>
65. C. McGuffey et al., Phys. Rev. Lett. 104(2) (2010) 025004. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.025004>
66. B. B. Pollock et al., Phys. Rev. Lett. 107(4) (2011) 045001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.045001>
67. S. Y. Kalmykov et al., "Numerical modelling of a 10-cm-long multi-GeV laser wakefield accelerator driven by a self-guided petawatt pulse" New J. Phys. 12 (2010) 045019. <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/12/4/045019>
68. J.B. Rosenzweig, D.B. Cline, B. Cole, H. Figueroa, W. Gai, R. Konecny, J. Norem, P. Schoessow and J. Simpson, Phys. Rev. Lett. 61(1) (1988) 98. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.98>
69. I. Blumenfeld, C. E. Clayton, F. J. Decker, M. J. Hogan, C. Huang, R. Ischebeck, R. Iverson, C. Joshi, T. Katsouleas, N. Kirby, W. Lu, K. A. Marsh, W. .B. Mori, P. Muggli, E. Oz, R. .H. Siemann, D. Walz, and M. Zhou, Nature (2007) 741. doi:10.1038/nature05538
70. N. Kumar, A. Pukhov and K. Lotov, Phys. Rev. Lett. 104(25) (2010) 255003. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.255003>
71. R. Assmann et al., Plasma Phys. Control. Fusion 56(8) (2014) 084013. <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/56/8/084013>
72. A. Pukhov and T. Tueckmantel, Phys. Rev. ST Accel. Beams 15(11) (2012) 111301. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.15.111301>
73. E. Esarey, C. B. Schroeder and W. P. Leemans, Rev. Mod. Phys. 81(3) (2009) 1229. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.81.1229>
74. V. Malka, Phys. Plasmas 19(5) (2012) 055501. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3695389>
75. C. Joshi, Phys. Plasmas 14(5) (2007) 055501. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2721965>

76. Y. Glinec et al., Phys. Rev. Lett. 94(2) (2005) 025003.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.025003>
77. A. Ben-Ismaïl, O. Lundh, C. Rechatin, J.K. Lim, J. Faure, S. Corde and V. Malka, Appl. Phys. Lett. 98(26) (2011) 264101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3604013>
78. Y. Glinec, J. Faure, V. Malka, T. Fuchs, H. Szymanowski and U. Oelfke, Med. Phys. 33(1) (2006) 155. <http://dx.doi.org/10.1118/1.2140115>
79. T. Fuchs, H. Szymanowski, U. Oelfke, Y. Glinec, C. Rechatin, J. Faure and V. Malka, Phys. Med. Biol. 54(11) (2009) 3315. <http://dx.doi.org/10.1088/0031-9155/54/11/003>
80. B. Brozek-Pluska, D. Gliger, A. Hallou, V. Malka and Y.A. Gauduel, Radiation Chem. 72(2–3) (2005) 149. <http://dx.doi.org/10.1016/j.radphyschem.2004.06.014>
81. Y. Gauduel, Y. Glinec, J.-P. Rousseau, F. Burgy and V. Malka, Eur. Phys. J. D 60(1) (2010) pp 121. <http://dx.doi.org/10.1140/epjd/e2010-00152-2>
82. V. Malka, J. Faure and Y. A. Gauduel, Mutation Research 704(1-3) (2010) 142. <http://dx.doi.org/10.1016/j.mrrev.2010.01.006>
83. O. Rigaud, N.O. Fortunel, P. Vaigot, E. Cadio, M.T. Martin, O. Lundh, J. Faure, C. Rechatin, V. Malka and Y. A. Gauduel, Cell Death Disease 1 (2010) e73. doi: 10.1038/cddis.2010.46
84. V. Malka, J. Faure, Y. A. Gauduel, E. Lefebvre, A. Rousse and K. Ta Phuoc, Nature Phys. 4 (2008) 447. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys966>
85. O. Lundh et al., Nature Phys. 7 (2011) 219. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys1872>
86. A. Rousse et al., Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 135005.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.135005>
87. Y. Glinec, J. Faure, A. Lifschitz, J.M. Vieira, R.A. Fonseca, L.O. Silva and V. Malka, Eur. Phys. Lett. 81(6) (2008) 64001. <http://dx.doi.org/10.1209/0295-5075/81/64001>
88. K.T. Phuoc et al., Phys. Plasmas 14(8) (2007) 080701.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.2754624>
89. K. Ta Phuoc, S. Corde, R. Shah, F. Albert, R. Fitour, J.-P. Rousseau, F. Burgy, B.

Mercier and A. Rousse, Phys. Rev. Lett. 97(22) (2006) 225002.

<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.225002>

90. S. Fourmaux et al., Opt. Lett. 36(13) (2011) 2426.

<http://dx.doi.org/10.1364/OL.36.002426>

91. S. Kneip et al., Appl. Phys. Lett. 99(9) (2011) 093701.

<http://dx.doi.org/10.1063/1.3627216>

					<i>ЗБР.6.050802.051.005 ПЗ</i>	Анк
						90
ЗМН	Анк	№ локум	Пілпис	Дата		