

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

УДК 535:621.373.8
539.12.076 621.384.6

РГБ ОД

АРТЕМЬЕВ Александр Игоревич

22 МАЙ 2000

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРОВ
НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ
И ЛАЗЕРНОГО УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Специальность 01.04.21 – “Лазерная физика”

Автор: *Артемьев А.И.*

МОСКВА 2000

Работа выполнена в Институте общей физики РАН

Научные руководители:

Аполлонов Виктор Викторович
доктор физ.-мат. наук, профессор

Федоров Михаил Владимирович
доктор физ.-мат. наук

Официальные оппоненты:

Бессонов Евгений Григорьевич
доктор физ.-мат. наук

Нерсесов Эдуард Аристаркесович
доктор физ.-мат. наук, профессор

Ведущая организация:


Московский государственный университет им. Ломоносова, физический факультет.

Защита диссертации состоится "29" МАЯ 2000 г. в 15⁰⁰ часов.
на заседании диссертационного совета К.003.49.02
Института общей физики РАН по адресу:
117942, ГСП-1, Москва, ул. Вавилова, 38.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИОФ РАН.

Автореферат разослан "27" апреля 2000 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
к.ф.-м.н.



Воляк Т.Б.

86-530.1-01,0

В381.19,03

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертация посвящена теоретическому исследованию нового метода ускорения электронов с помощью лазерного излучения и поиску оптимальных условий работы двух типов компактных лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) — на среде с периодически модулированным показателем преломления и ЛСЭ на основе эффекта Смита-Парселла, в котором усиление света происходит при прохождении пучка электронов над дифракционной решеткой.

Актуальность работы

Лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) отличаются от других типов лазеров уникальными возможностями перестройки частоты излучения. Они особенно привлекательны для использования в тех диапазонах частот, где затруднено создание других типов лазеров — в дальнем ИК, УФ и мягком рентгеновском диапазонах. Использование таких лазеров ограничено в силу их высокой стоимости и больших размеров, составляющих десятки метров. Поэтому усилия многих научных групп направлены на разработку и создание компактных и дешевых ЛСЭ. Необходимой частью этих исследований является поиск компактных схем передачи энергии от пучка электронов к лазерному излучению.

ЛСЭ на основе эффекта Смита-Парселла реализованы как в СВЧ так и в ИК-диапазонах частот. Имеется ряд нерешенных вопросов, важных для создания и совершенствования ЛСЭ СП:

- повышение мощности, ограниченной малой, порядка нескольких длин волн, шириной электронного пучка;
- повышение коэффициента усиления компактных ЛСЭ СП, особенно в ИК, оптическом и УФ-диапазонах частот;
- анализ условий усиления при использовании релятивистского пучка электронов и учете влияния на его динамику магнитного поля и поперечной составляющей электрического поля лазерной волны.

По сравнению с ЛСЭ СП, ЛСЭ на среде с пространственно модулированным показателем преломления обладает преимуществом в мощности, обусловленным возможностью использовать более широкий электронный пучок. В таком ЛСЭ взаимодействие электронного пучка со световой волной осуществляется внутри объемной дифракционной решетки, образованной средой. На пути к созданию ЛСЭ на среде с модулированным показателем преломления имеются специфические трудности:

- рассеяние электронов в среде обуславливает необходимость использования релятивистских электронных пучков, что ограничивает возможности для перестройки частоты излучения ЛСЭ;
- воздействие пучка электронов может разрушить модуляцию показателя преломления рабочей среды (слоистой газоплазменной среды или твердотельной сверхрешетки).

Теоретический анализ ЛСЭ на периодически модулированной среде в режиме глубокой модуляции показателя преломления является задачей, актуальной для повышения коэффициента усиления ЛСЭ, для обеспечения возможности перестройки частоты в широком диапазоне и для повышения времени существования модуляции в среде.

Ускорители электронов находят разнообразные приложения и являются незаменимым инструментом для фундаментальной физики. Как правило, для ускорения электронов используются СВЧ поля, создаваемые в резонансной полости волновода. Амплитуда поля в ускорителях ограничена величиной в несколько десятков киловольт на сантиметр. Для достижения высоких энергий частиц необходимо создавать ускорители большого размера и высокой стоимости. Многими исследователями изучаются альтернативные подходы к ускорению электронов, связанные с использованием лазеров. Ожидается, что лазерные ускорители электронов будут более компактными и дешевыми по сравнению с существующими в настоящее время, что расширит область применения этих устройств.

Актуальными задачами в этой области являются:

- разработка метода лазерного ускорения заряженных частиц, позволяющего использовать интенсивные поля излучения лазера, вплоть до релятивистских интенсивностей излучения;
- обеспечение ускорения электронов интенсивным лазерным излучением на протяжении длины, достаточной для многократного увеличения энергии частиц.

Эффективное ускорение электронов при однократном прохождении через фокальную область достигается в схеме **лазерного ускорения в присутствии постоянного магнитного поля**, которая изучается в диссертации.

Таким образом, актуальность исследований, представленных в диссертации, обусловлена:

- необходимостью геометрической оптимизации коэффициента усиления ЛСЭ на основе эффекта Смита–Парселла при наклонном падении лазерного излучения на дифракционную решетку;
- необходимостью развития теории ЛСЭ на основе эффекта Смита–Парселла, учитывающей релятивистскую динамику электронного пучка в по-

перечном электромагнитном поле лазерной волны;

- необходимостью использования режима глубокой модуляции показателя преломления для обеспечения высокого коэффициента усиления при перестройке частоты ЛСЭ в широком диапазоне;
- необходимостью создания метода лазерного ускорения электронов, позволяющего использовать высоко интенсивное излучение лазера.

Цель работы

Целью работы является теоретический анализ и оптимизация условий работы компактного лазерного ускорителя электронов и компактных лазеров на свободных электронах.

Защищаемые положения

1. Возможно эффективное ускорение релятивистского пучка электронов при взаимодействии с неоднородным полем сфокусированного лазерного излучения в присутствии поперечного постоянного магнитного поля.

2. В лазере на свободных электронах на основе эффекта Смита–Парселла коэффициент усиления за проход в ИК-диапазоне частот может быть увеличен путем выбора оптимального периода дифракционной решетки и оптимального угла падения излучения на решетку.

3. Слоистая газоплазменная среда и слоистая среда типа сверхрешетки в условиях глубокой модуляции показателя преломления перспективны для создания компактных лазеров на свободных электронах, работающих в ИК, видимом и УФ-диапазонах частот.

Научная новизна

1. Предложен и обоснован метод ускорения релятивистских электронов в вакууме полем лазерного излучения в присутствии поперечного однородного магнитного поля.

Установлен физический механизм набора энергии при прохождении пучка электронов через лазерный фокус. Найдена зависимость прироста средней энергии электронов пучка от интенсивности, длины волны и размеров фокальной области лазерного излучения, от напряженности магнитного поля и от начальной энергии электронов.

2. Найден коэффициент усиления лазера на свободных электронах, основанного на эффекте Смита–Парселла в схеме с наклонным падением усиливаемой волны на дифракционную решетку. Проведена оптимизация ко-

эфициента усиления по периоду решетки и углу падения усиливаемого излучения на дифракционную решетку.

3. Исследован режим глубокой модуляции в лазерах на свободных электронах, основанных на средах с периодически модулированным в пространстве показателем преломления (газоплазменной среде с периодически изменяющейся степенью ионизации или среде типа сверхрешетки). Сформулированы критерии и найдены условия реализации режима глубокой модуляции показателя преломления. Рассчитаны коэффициент усиления за проход, поле насыщения и эффективность указанных схем лазеров. Показана перспективность режима глубокой модуляции показателя преломления для создания лазеров на свободных электронах.

Практическая значимость полученных результатов

Результаты расчетов лазерного ускорения электронов в вакууме могут быть использованы для создания компактного лазерного ускорителя релятивистских электронов. Рассчитанная скорость набора энергии электронов сравнима со скоростью, достижимой другими методами, в частности, основанными на использовании плазменных волн.

Проведенная оптимизация коэффициента усиления компактных лазеров на свободных электронах важна для создания

- ЛСЭ на основе эффекта Смита-Парселла, работающего в ИК-диапазоне частот при наклонном падении усиливаемого излучения на дифракционную решетку;
- ЛСЭ на среде с пространственно-модулированным показателем преломления — в ИК, видимом и ближнем УФ-диапазонах частот.

Публикации и апробация работы

Результаты диссертации изложены в 9 статьях, опубликованных в отечественных и зарубежных журналах. По материалам диссертации сделаны доклады на 7 научных конференциях (см. стр. 20 автореферата). Результаты диссертации обсуждались на семинарах:

семинар по многофотонным процессам, руководитель Н.Б. Делоне,
семинар отдела колебаний ИОФ РАН.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка цитируемой литературы, списка опубликованных работ, где представлены основные результаты диссертации, и списка докладов автора на конференциях.

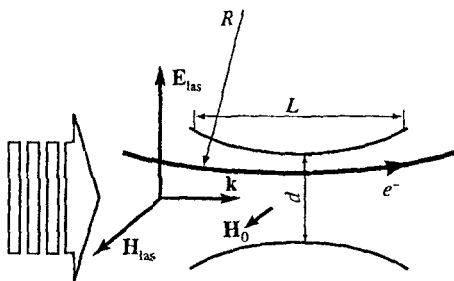


Рис. 1.1. Конфигурация светового и магнитного полей при движении электрона через лазерный фокус.

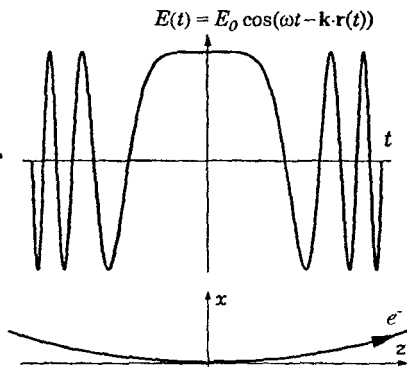


Рис. 1.2. Временная зависимость поля лазерной волны, действующего на электрон, $H_0 > mc\omega/e\gamma^2$.

Общий объем диссертации - 132 страницы, включая 23 рисунка и список цитируемой литературы из 158 наименований.

В конце каждой главы сформулированы основные результаты данной главы.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** приведен обзор современных достижений по изучаемым вопросам, обоснована актуальность работы, поставлены цели и задачи исследования, приведены положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена изучению и оптимизации схемы лазерного ускорения электронов в вакууме в присутствии постоянного поперечного магнитного поля, Рис. (1.1).

Для анализа процесса ускорения использовалась модель электромагнитного поля сфокусированной лазерной волны, точно удовлетворяющая уравнениям Максвелла. Поле моделировалось с помощью разложения в интеграл Фурье по плоским волнам.

В слабом магнитном поле, $H_0 < mc\omega/e\gamma^2$, электроны не изменяют энергию при прохождении фокальной области. Это объясняется тем, что осцилляции лазерного поля на траектории электронов однородны. Энергия электрона увеличивается в течение одной половины осцилляции и уменьшается в течение другой. В результате полная работа поля лазерной волны в течение каждой отдельной его осцилляции на траектории электрона равна нулю.

Подробно изучено ускорение электронов в присутствии сильного поперечного магнитного поля, $H_0 > mc\omega/e\gamma^2$. В таком поле осцилляции лазерного поля, действующего на движущийся по окружности электрон, неравномерны. Они наиболее медленны вблизи точки, где скорость электрона параллельна оси лазерного пучка. Поэтому на траектории электрона существует центральная выделенная область, в пределах которой происходит основной набор энергии Рис. (1.2). Характерный размер l_0 этой области определяется частотой лазерного поля ω и ларморовской частотой Ω электрона в магнитном поле: $l_0 \sim ct \sim c(\omega\Omega^2)^{-1/3}$. Качественно, ускорение происходит в квазистационарных скрещенных электрическом E_{las} и магнитном H_{las} полях лазерной волны и в постоянном магнитном поле H_0 в течение одной осцилляции поля на искривленной траектории электрона $t \sim (\omega\Omega^2)^{-1/3}$.

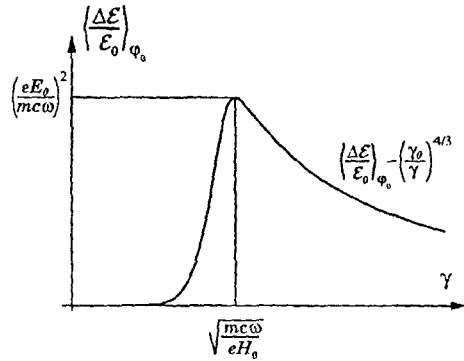
Найдено относительное приращение энергии электронов пучка $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}_0$, усредненное по начальной фазе ϕ_0 :

$$\left\langle \frac{\Delta\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} \right\rangle_{\phi_0} \sim \left(\frac{eE_{\text{las}}}{mc\omega} \right)^2 \left(\frac{\gamma_0}{\gamma} \right)^{4/3}, \quad (1.1)$$

где $\gamma_0 = (mc\omega/eH_0)^{1/2}$ — пороговое значение релятивистского фактора электронов, при превышении которого реализуется описанный механизм ускорения. При релятивистской амплитуде поля, $eE_{\text{las}}/mc\omega \sim 1$, энергия электронов удваивается при однократном прохождении через фокальную область. На Рис. (1.3) изображена зависимость среднего приращения энергии электронов пучка, усредненного по начальной фазе поля ϕ_0 , $\langle \Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}_0 \rangle_{\phi_0}$, от начального релятивистского фактора γ .

Найдены оптимальные условия фокусировки и оптимальные размеры фокальной области, при которых набор энергии электронов максимален. Оптимальные угол фокусировки излучения θ_{opt} и диаметр фокальной области d_{opt} определяются из условия равенства длины фокальной области $L \sim c\theta_{\text{opt}}^2/\omega$ и длины, на которой происходит ускорение электрона, $l_0 = c(\omega\Omega^2)^{-1/3}$:

Рис. 1.3. Относительное изменение средней энергии электрона $\delta\mathcal{E}^{(2)}/\mathcal{E}_0$ в зависимости от релятивистского фактора γ .



$$\theta_{0 \text{ opt}} = \left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^{1/3} = \left(\frac{eH_0 c}{\omega \mathcal{E}_0}\right)^{1/3}, \quad (1.2)$$

$$d_{\text{opt}} \sim \lambda \cdot \theta_{0 \text{ opt}}.$$

В оптимальных условиях скорость набора энергии достигает величины $\Delta\mathcal{E}/l_0 \approx mc^2/\lambda\gamma_0$. Для двух типов лазеров сделаны численные оценки этой скорости. Для излучения CO_2 лазера, $\lambda = 10\text{мкм}$, энергия электронов может увеличиться с $\mathcal{E}_0 = 5\text{МэВ}$ до $\mathcal{E} = 10\text{МэВ}$ при интенсивности $I = 10^{16}\text{Вт/см}^2$, если длина и ширина фокуса составляют $L = 3\text{мм}$ и $d = 0.2\text{мм}$, напряженность постоянного магнитного поля $H_0 = 20\text{кГс}$. При этом длина l_0 , на которой происходит ускорение, равна 0.5мм , а скорость набора энергии равна $\Delta\mathcal{E}/l_0 = 100\text{МэВ/см}$.

Для УФ-излучения Krf лазера, $\lambda = 0.24\text{мкм}$, длина области ускорения $l_0 = 0.15\text{мм}$, а скорость набора энергии равна $\Delta\mathcal{E}/l_0 \approx 2\text{ГэВ/см}$ при интенсивности $I = 10^{19}\text{Вт/см}^2$ и 20ГэВ/см при интенсивности $I = 10^{20}\text{Вт/см}^2$.

Таким образом, рассматриваемая схема позволяет использовать для ускорения электронов лазерные поля высокой интенсивности, может обеспечить высокую скорость набора энергии и конкурентоспособна по сравнению с другими схемами ускорения, в частности, основанными на использовании плазмы.

Вторая глава посвящена вычислению и оптимизации коэффициента усиления лазера на свободных электронах, основанного на эффекте Смита–Парселла (ЛСЭ СП). В таком лазере падающая на дифракционную решетку электромагнитная волна усиливается в результате взаимодействия с пучком электронов.

Коэффициент усиления за проход был рассчитан с помощью теории

возмущений по амплитуде лазерного поля в рамках приближения малого коэффициента усиления, а также резонансного и одночастичного приближений. Расчеты выполнены для наклонного падения лазерной волны на решетку. Учитывалось влияние на движение электронов как продольной, так и поперечной составляющих поля волны. Получено общее выражение для коэффициента усиления G в ЛСЭ СП. Показано, что

$$G \sim -\frac{L_{\text{grat}}^3}{\gamma^4 d} \frac{d}{du_n} \left(\frac{\sin^2 u_n}{u_n^2} \right), \quad (2.1)$$

где $d = L_{\text{grat}} \theta$ — поперечный размер усиливаемой волны, падающей под углом $\pi/2 - \theta$ на дифракционную решетку длины L_{grat} , а u_n — безразмерная отстройка от резонансной частоты.

Уменьшение угла θ приводит к уменьшению необходимого диаметра лазерного пучка d в направлении, перпендикулярном решетке, что в свою очередь приводит к

- 1) увеличению коэффициента усиления $G \sim d^{-1}$;
- 2) уменьшению длины дифракционной расходимости усиливаемого излучения в резонаторе $l_{\text{diffr}} \sim d^2/\lambda$.

Минимально допустимый угол θ определяется из условия равенства длины дифракционной расходимости l_{diffr} и длины решетки L_{grat} : $\theta_{\text{min}} = \sqrt{\lambda/L_{\text{grat}}}$. Максимальный коэффициент усиления за проход ЛСЭ СП, соответствующий θ_{min} , оценивается следующим образом:

$$G_{\text{max}} = \frac{\pi^{1/2} r_e n_e L^2}{2\gamma^3} \left(\frac{\Delta\mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right)^{-1/2}, \quad (2.2)$$

где $r_e = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона, n_e — плотность электронного пучка, $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$ — ширина функции распределения электронов пучка по энергии.

На Рис. (2.1) представлена качественная зависимость коэффициента усиления ЛСЭ от периода модуляции решетки. Он достигает максимума при периоде модуляции

$$\lambda_{0 \text{ opt}} = (2\pi)^{1/2} L_{\text{grat}} \left(\frac{\Delta\mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right) \quad (2.3)$$

и частоте излучения

$$\omega = 2^{3/2} \pi^{1/2} \left(\frac{c\gamma^2}{L_{\text{grat}}} \right) \cdot \left(\frac{\mathcal{E}}{\Delta\mathcal{E}} \right) = 2\pi \frac{c\gamma^2}{\lambda_{0 \text{ opt}}}. \quad (2.4)$$

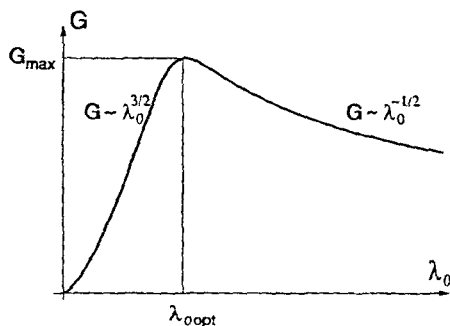


Рис. 2.1. Зависимость коэффициента усиления ЛСЭ на основе эффекта Смита-Парселла от периода дифракционной решетки.

Для оценок приняты $L_{\text{grat}} = 10 \text{ см}$, $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E} = 10^{-3}$, $\gamma = 4$, $\lambda_0 \approx 2.4 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $\omega \approx 2.3 \cdot 10^{-14} \text{ с}^{-1}$ ($\lambda \approx 12 \text{ мкм}$). В этом случае коэффициент усиления за проход G_{max} равен 12% при плотности тока $j = 50 \text{ А/см}^2$. Такие значения параметров демонстрируют возможность эффективного усиления в ЛСЭ СП в инфракрасной области частот. Размеры релятивистского ЛСЭ СП могут быть гораздо меньшими, чем типичные размеры ЛСЭ, основанного на использовании ондулятора.

Проанализированы различные возможности для повышения рабочей частоты лазера. Как следует из формул (2.3, 2.4), перспективным методом повышения частоты ЛСЭ СП является уменьшение периода решетки λ_0 при одновременном улучшении качества электронного пучка. Альтернативный подход к увеличению частоты ЛСЭ связан с использованием высоко релятивистских электронов. Этот подход имеет ограниченную применимость, так как с ростом релятивистского фактора γ возрастает необходимая длина решетки $L_{\text{grat}} \sim \gamma^{3/2}$ и уменьшается преимущество ЛСЭ СП в размерах перед ЛСЭ на основе ондулятора.

Результаты второй главы указывают путь повышения коэффициента усиления ЛСЭ СП: оптимизация его геометрии в условиях наклонного падения усиливаемой волны. Выражения для коэффициента усиления релятивистского ЛСЭ СП, полученные с учетом поперечных составляющих поля лазерной волны, важны для анализа условий работы и определения оптимальных параметров конструкции такого лазера.

Третья глава посвящена расчету коэффициента усиления, поля насыщения и эффективности двух типов лазеров на свободных электронах, основанных на средах с периодически модулированным в пространстве показателем преломления. Особое внимание уделено случаю глубокой модуляции.

В рассматриваемых ЛСЭ среда с пространственно модулированным показателем преломления играет роль объемной дифракционной решет-

ки. Излучение в такой среде распространяется как электромагнитная мода, состоящая из большого количества парциальных плоских волн (ППВ): $E(t) = \sum_n E_n \cos(k_n z - \omega t)$, $k_n = (k_0 + nq)$. Усиление света происходит при взаимодействии пучка электронов с резонансной ему парциальной плоской волной. При этом увеличиваются амплитуды всех парциальных волн, образующих моду в среде. Принципиальная схема взаимодействия представлена на Рис. (3.1).

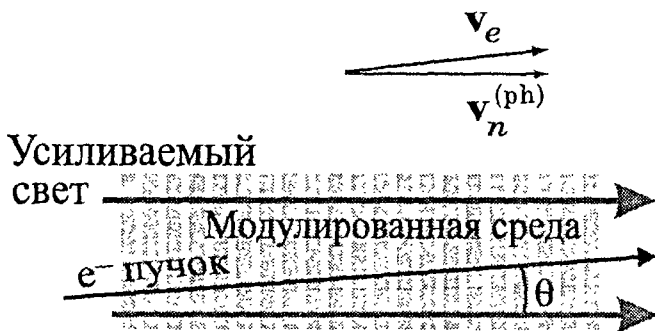


Рис. 3.1. Геометрия взаимодействия электронов с электромагнитной волной, распространяющейся в среде с пространственно модулированным показателем преломления.

Режим глубокой модуляции показателя преломления характеризуется формированием большого количества ППВ сравнимой амплитуды: $E_0 \sim E_{\pm 1} \sim E_{\pm 2} \sim \dots \sim E_{\pm N}$, которые можно использовать для резонансного взаимодействия с электронным пучком. Получена оценка для числа N парциальных плоских волн, формирующихся в среде с модулированной диэлектрической проницаемостью $\epsilon(z) = \langle \epsilon \rangle + 2\alpha \cos(qz)$:

$$N = \frac{4\alpha\lambda_0}{\lambda\langle\epsilon\rangle^{1/2}}, \quad (3.1)$$

где $\lambda_0 = 2\pi/q$ — период модуляции, λ — длина волны излучения.

Найдены условия, при которых осуществляется режим глубокой моду-

лядии показателя преломления в слоистой газоплазменной среде:

$$N = \frac{\omega_{p \max}^2 \lambda_0}{\pi \omega c} \gg 1,$$

$$\omega_{p \max} < \omega < \omega_{p \max}^2 \lambda_0 / 2\pi c, \quad (3.2)$$

$$\lambda_0 > 2\pi c / \omega_{p \max},$$

где $\omega_{p \max}$ — плазменная частота в областях максимальной ионизации, а ω — частота усиливаемого излучения. При атмосферном давлении плазменная частота $\omega_{p \max} = 2.4 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и поэтому период модуляции λ_0 должен превышать $8 \cdot 10^{-4} \text{ см}$.

Получены выражения для максимального коэффициента усиления G_{\max} за один проход излучения через резонатор, эффективности ЛСЭ η , поля насыщения резонансной парциальной волны $E_{n \text{ sat}}$ и поля насыщения усиливаемой моды $E_{\text{modesat}} = (E_{\text{mode}}/E_n) \cdot E_{n \text{ sat}}$:

$$G_{\max} = 10.2 \frac{E_n^2}{E_{\text{mode}}^2} \frac{L_{\text{med}}^3 n_e e^2 \omega}{mc^3 \gamma^4 \sqrt{\gamma^2 - 3}}, \quad (3.3)$$

$$\eta = - \left. \frac{\langle \Delta \mathcal{E} \rangle}{\mathcal{E}_0} \right|_{E_n = E_{n \text{ sat}}} \sim \frac{\gamma^2}{L_{\text{med}} \omega / c}, \quad (3.4)$$

$$E_{n \text{ sat}} \sim \frac{\mathcal{E}}{e L_{\text{med}}} \frac{\gamma^3}{(\omega/c) L_{\text{med}}} \quad (\text{в единицах СГС}), \quad (3.5)$$

где L_{med} — длина модулированной среды. Релятивистский фактор электронов γ и угол θ между вектором скорости электронного пучка v_e и осью лазерного пучка выбирались так, чтобы максимизировать коэффициент усиления.

Зависимость коэффициента усиления G_{\max} от частоты усиливаемого света ω и зависимость G_{\max} от периода модуляции λ_0 была рассчитана численно. Для каждого значения частоты ω или периода модуляции λ_0 выбиралась та парциальная волна, которая обеспечивала максимальный коэффициент усиления. Результаты расчетов основных параметров ЛСЭ на основе газоплазменной среды и ЛСЭ на основе сверхрешетки приведены на Рис. (3.2) и (3.3). Эти результаты подтверждают перспективность использования сред с периодически модулированным в пространстве показателем преломления для создания лазеров на свободных электронах. Обе схемы позволяют достичь коэффициента усиления за проход G порядка единицы в режиме глубокой модуляции показателя преломления:

- в схеме с газоплазменной средой в ИК-диапазоне при частоте излучения $\omega \sim \omega_{pmax} \sim 3 \cdot 10^{14} c^{-1}$, при плотности тока пучка $j = 50 A/cm^2$, энергии электронов $\mathcal{E}_0 = 2 \div 3.5 MэВ$, длине среды $L_{med} = 10 см$, периоде модуляции λ_0 равном $10 \cdot 2\pi c/\omega_{pmax} = 0.0063 см$;

- в схеме со сверхрешеткой на основе слоев КС1 и аморфного кварца — в видимом и УФ-диапазонах, при частоте $\omega = 2 \cdot 10^{15} c^{-1} \div 10^{16} c^{-1}$, плотности тока пучка $j = 10 A/cm^2$, энергии электронов $\mathcal{E}_0 = 1.2 MэВ$, длине сверхрешетки $L_{med} = 0.5 см$, периоде модуляции $\lambda_0 = 3.3 \cdot 10^{-3} см$.

Данные, представленные на Рис. (3.2), свидетельствуют о том, что максимальный коэффициент усиления достигается в газоплазменной среде при частоте излучения ω порядка частоты ω_{pmax} и реализуется за счет взаимодействия электронного пучка с ППВ высокого порядка. Это свидетельствует о принципиальной важности учета большого количества ППВ для анализа работы рассматриваемого ЛСЭ.

Данные, представленные на Рис. (3.3), свидетельствуют о том, что режим глубокой модуляции показателя преломления реализуется в сверхрешетке при увеличении частоты ω . В режиме глубокой модуляции коэффициент усиления ЛСЭ примерно одинаков во всем диапазоне рабочих частот, ограниченном прозрачностью материалов сверхрешетки. Это связано с возрастанием глубины модуляции и с увеличением числа ППВ большей амплитуды при высоких частотах.

Выявлена почти монотонная убывающая зависимость коэффициента усиления ЛСЭ на основе сред с модулированным показателем преломления от периода модуляции среды. Максимальный коэффициент усиления достигается при малом периоде модуляции среды $\lambda_0 \sim \lambda/4\alpha$, хотя при этом реализуются минимальное поле насыщения $E_{mode sat}$ и минимальный КПД ЛСЭ η . Результаты аналогичны для обеих рассматриваемых сред и связаны с уменьшением оптимального релятивистского фактора электронного пучка при уменьшении периода модуляции среды.

Показано, что по сравнению с режимом слабой модуляции показателя преломления, режим глубокой модуляции позволяет:

- в схеме с газоплазменной средой увеличить период модуляции, что повышает время существования модуляции в таких средах;
- в схеме со сверхрешеткой обеспечить возможность усиления в широкой области частот, от видимого до ближнего УФ-диапазона.

Определены требования к качеству электронного пучка — угловой расходимости $\Delta\theta < \lambda/(L\theta) < 10^{-4}$ рад, эмиттансу $\varepsilon = 2 - 20$ мм·мрад и ширине энергетического распределения $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}_0 < 1/(nN) = 0.001 - 0.0001$, где n — порядок дифракции резонансной ППВ.

Полученные результаты качественно приложимы к ЛСЭ, основанному

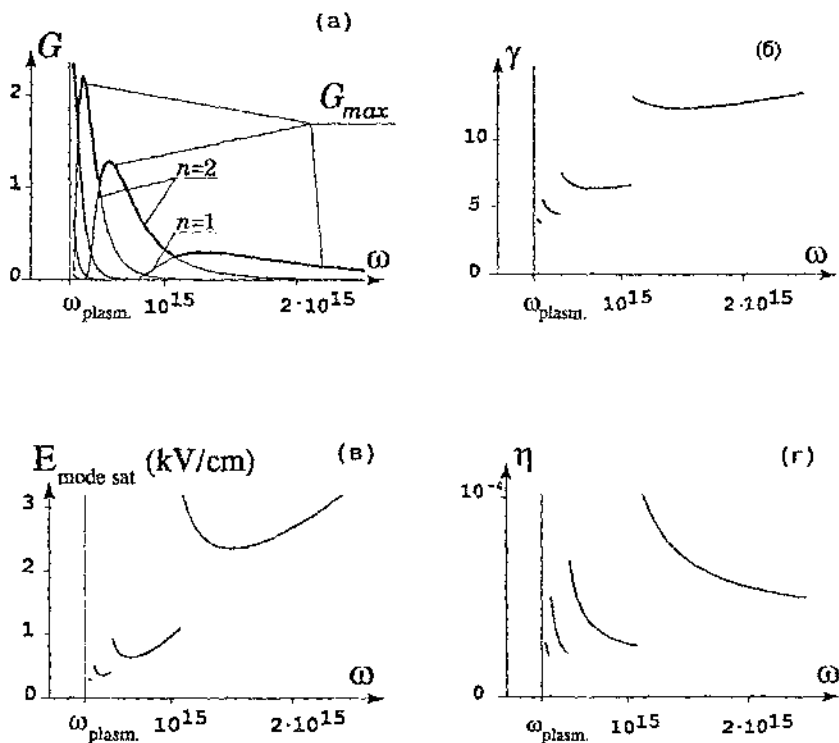


Рис. 3.2. Параметры ЛСЭ, основанного на использовании газоплазменной среды, при которых достигается максимальный коэффициент усиления G .

(а) коэффициент усиления ЛСЭ G и номер частичной волны, обеспечивающей максимальный коэффициент усиления;

(б) релятивистский фактор электронного пучка γ , при котором достигается максимальный коэффициент усиления;

(в) амплитуда поля насыщения для усиливаемой электромагнитной моды $E_{\text{mode sat}}$;

(г) эффективность ЛСЭ η .

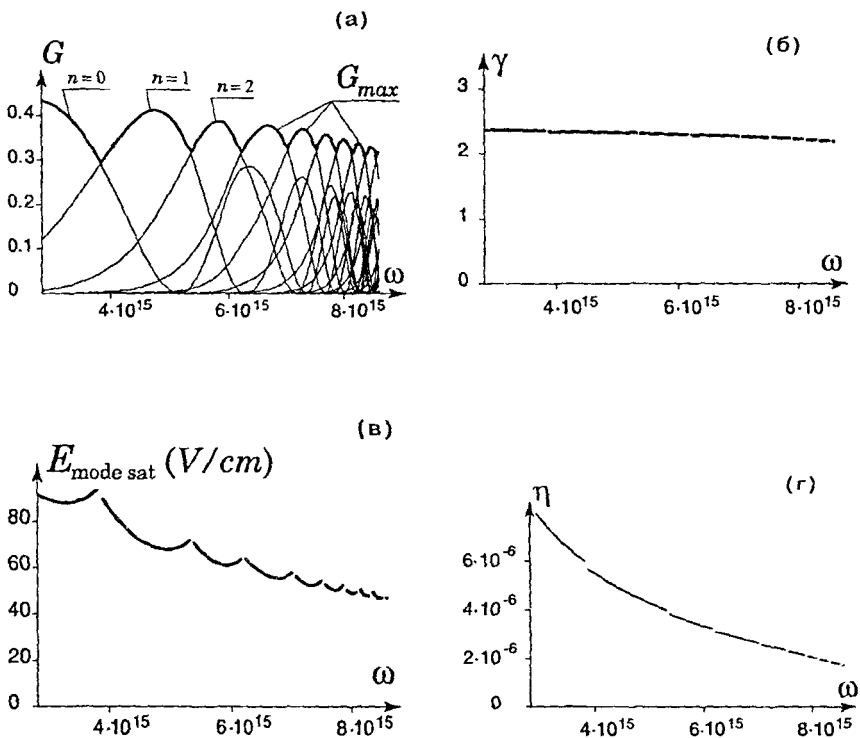


Рис. 3.3. Параметры ЛСЭ, основанного на использовании твердотельной сверхрешетки, при которых достигается максимальный коэффициент усиления G .
 (а) коэффициент усиления ЛСЭ G и номер парциальной волны, обеспечивающей максимальный коэффициент усиления;
 (б) релятивистский фактор электронного пучка γ ;
 (в) амплитуда поля насыщения усиливаемой электромагнитной моды $E_{mode\ sat}$;
 (г) эффективность ЛСЭ η .

на эффекте вынужденного резонансного переходного излучения и могут быть использованы при создании таких лазеров.

Сравнение ЛСЭ на среде с периодически модулированным показателем преломления с черенковским ЛСЭ, имеющим сходный механизм усиления, показывает, что рассматриваемый в диссертации лазер имеет ряд преимуществ:

- ЛСЭ, на среде с периодически модулированным показателем преломления, способен функционировать в более широком частотном диапазоне, чем черенковский ЛСЭ;
- рассматриваемый ЛСЭ может использовать газоплазменные среды со средней диэлектрической проницаемостью меньше единицы, $\langle \epsilon \rangle < 1$.

Таким образом, среды с глубокой пространственной модуляцией показателя преломления перспективны для создания компактных лазеров на свободных электронах.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Предложена и обоснована схема ускорения пучка релятивистских электронов при его прохождении через фокус излучения в присутствии поперечного постоянного магнитного поля.

Показано, что механизмом ускорения электронов в такой схеме является взаимодействие со скрещенными квазистационарными неодинаковыми по величине электрическим и магнитным полями. Показано, что набор энергии происходит в течение одной осцилляции лазерного поля на траектории электрона вблизи точки, где скорость электрона на круговой орбите в постоянном магнитном поле параллельна оси лазерного фокуса.

Показано, в частности, что средняя энергия пучка электронов удваивается после прохождения через фокус при интенсивности излучения CO_2 лазера $I = 10^{16} \text{ Вт/см}^2$, длине и ширине фокуса $L = 4 \text{ мм}$ и $d = 0.2 \text{ мм}$, напряженности постоянного магнитного поля $H_0 = 5 \text{ кГс}$ и начальной энергии электронов $\mathcal{E}_0 = 10 \text{ МэВ}$.

2. Найдены коэффициент усиления в лазере на свободных электронах, основанном на эффекте Смита–Парселла в схеме с наклонным падением усиливаемой волны на поверхность дифракционной решетки.

При заданных начальной энергии и ширине энергетического распределения пучка электронов, коэффициент усиления оптимизирован по периоду решетки и углу падения лазерного излучения на решетку. Показано,

в частности, что в ИК-диапазоне при длине волны $\lambda = 12\text{мкм}$ коэффициент усиления за проход может достигать величины, достаточной для создания лазера ($G = 12\%$), при плотности тока пучка $j = 50\text{А/см}^2$, энергии электронов $E_0 = 2\text{МэВ}$, длине решетки $L = 10\text{см}$, периоде решетки $\lambda_0 = 0.025\text{см}$, угле фокусировки излучения $\delta\theta \sim (\lambda/L)^{1/2} = 0.1\text{рад}$ и угле падения $\theta \sim \pi/2 - \delta\theta \sim 1.47\text{рад}$.

3. Рассчитаны коэффициент усиления, поле насыщения и эффективность лазеров на свободных электронах, основанных на средах с периодически модулированным в пространстве показателем преломления (газоплазменной среды с периодически изменяющейся степенью ионизации или среды типа сверхрешетки), в условиях глубокой модуляции показателя преломления.

При заданных частоте поля, периоде и глубине модуляции коэффициент усиления оптимизирован по энергии электронов, что эквивалентно оптимальному выбору резонансной пространственной Фурье-компоненты поля.

Определены условия, при которых коэффициент усиления за проход достигает величины порядка единицы:

- в схеме с газоплазменной средой в ИК-диапазоне при частоте излучения $\omega \sim \omega_{p\text{max}} \sim 3 \cdot 10^{14}\text{с}^{-1}$, где $\omega_{p\text{max}}$ — плазменная частота в области максимальной ионизации среды, при плотности тока пучка $j = 50\text{А/см}^2$, энергии электронов $E_0 = 2 \div 3.5\text{МэВ}$ и длине среды $L = 10\text{см}$;
- в схеме со сверхрешеткой в видимом и УФ-диапазонах, при частоте $\omega = 2 \cdot 10^{15}\text{с}^{-1} \div 10^{16}\text{с}^{-1}$, плотности тока пучка $j = 10\text{А/см}^2$, энергии электронов $E_0 = 1.2\text{МэВ}$ и длине сверхрешетки $L = 0.5\text{см}$.

Показано, что по сравнению с режимом слабой модуляции показателя преломления, режим глубокой модуляции позволяет:

- в схеме с газоплазменной средой увеличить период модуляции, что повышает время существования модуляции;
- в схеме со сверхрешеткой обеспечить возможность усиления в широкой области частот, от видимого до ближнего УФ-диапазона.

Благодарности

Представленные в диссертации работы были выполнены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты 99-02-17295, 97-02-17783, 96-02-18241; Фонда Сороса, грант M11300; INTAS – Международного центра фундаментальной физики в Москве, грант 93-2492.

Публикации автора по теме диссертации

Основные результаты диссертации опубликованы в работах

- 1) В.В. Аполлонов, А.И. Артемьев, Ю.Л. Калачев, А.М. Прохоров, М.В. Федоров — “Ускорение электронов в сильном лазерном поле и постоянном поперечном магнитном поле”, Письма ЖЭТФ, т. 47, N 2, стр. 77–79 (1988);
- 2) V.V. Apollonov, A.I. Artem'ev, Yu.L. Kalachev, A.M. Prokhorov, A.G. Suzdaltsev, M.V. Fedorov — “Acceleration of electrons in a strong laser field and a static magnetic field perpendicular to polarization plane of the laser field” — Optical and Acoustical Review, Vol. 1, N 1, pp. 1-15 (1990);
- 3) В.В. Аполлонов, А.И. Артемьев, Ю.Л. Калачев, А.М. Прохоров, М.В. Федоров — “Ускорение электронов полем интенсивного лазерного излучения в присутствии постоянного магнитного поля”, Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики, Том. 97, N. 5, стр. 1498–1510 (1990);
- 4) V.V. Apollonov, A.I. Artemyev, M.V. Fedorov, Yu.L. Kalachev, A.M. Prokhorov, A.G. Suzdaltsev — “Modelling of a focused laser field and acceleration of electrons in the presence of a static magnetic field collinear to the magnetic field of the laser wave”, Laser Physics, Vol. 2, pp. 502–513 (1992);
- 5) A.I. Artemyev, M.V. Fedorov, E.A. Shapiro, “Amplification in the Smith-Purcell Free-Electron Laser”, Laser Physics, Vol. 4, pp. 1114–1119 (1994);
- 6) A.I. Artemyev, M.V. Fedorov, J.K. McIver, E.A. Shapiro — “Nonlinear theory of a free-electron laser exploiting media with periodically modulated refractive index,” IEEE J. Quantum Electron., Vol. 34, pp. 24–31 (1998);
- 7) V.V. Apollonov, A.I. Artemyev, M.V. Fedorov, J.K. McIver, E.A. Shapiro — “Gas-plasma and superlattice free-electron lasers exploiting a medium with periodically modulated refractive index,” Laser and Particle Beams, Vol. 16, pp. 267–276 (1998);
- 8) V.V. Apollonov, A.I. Artemyev, M.V. Fedorov, J.K. McIver, E.A. Shapiro — “Free-electron lasers exploiting a superlattice-like medium,” Optics Express, Vol. 3, pp. 162–170 (1998),
<http://epubs.osa.org/oearchive/source/4596.htm>
<http://epubs.osa.org/Opticsexpress/tocv3n5.htm>;
- 9) V. Apollonov, A. Artemyev, M. Fedorov, E. Shapiro, J. McIver, “Compact free-electron lasers exploiting media with periodically modulated refractive index,” in Advanced High-Power Lasers, M. Osinski, H. Powell, K. Toyoda, Editors, Proceedings of SPIE Vol. 3889 (2000).

Доклады автора на конференциях

Основные результаты диссертации доложены на конференциях:

- 1) V.V. Apollonov, A.I. Artemyev, Yu.L. Kalachev, A.M. Prokhorov, M.V. Fedorov -- "Electron acceleration in a strong Laser field and a static transverse magnetic field", 2nd European Conference on Quantum Electronics, EQEC'89, Aug. 28 - Sept. 1, 1989, Dresden, GDR;
- 2) В.В. Аполлонов, А.И. Артемьев, Ю.Л. Калачев, А.М. Прохоров, М.В. Федоров -- "Ускорение электронов в сфокусированном лазерном излучении и постоянном поперечном магнитном поле", Второе всесоюзное совещание по новым методам ускорения заряженных частиц, 1989, Нор-Амберд, Армения;
- 3) A.I. Artemyev, M.V. Fedorov, E.A. Shapiro -- Amplification in the Free-Electron Laser based on Media with Periodically Modulated Refractive Index, 15-th International Conference on Coherent and Nonlinear Optics, Technical Digest, Report LWH09, 27 Июля - 1 Июля, 1995, Петербург, Россия;
- 4) A.I. Artemyev, M.V. Fedorov, E.A. Shapiro, J.K. McIver -- "Prospects of compact FEL employing media with periodically modulated permeability," Book of Abstracts, report TH C10 P 3, 18-th International Free Electron Laser Conference, August 26-30, 1996, Roma-Palazio Brancaccio, Rome, Italy;
- 5) A.I. Artemyev, M.V. Fedorov, E.A. Shapiro, J.K. McIver -- "Interaction of an Electromagnetic Wave Propagating in a Medium with Periodically Modulated Refractive Index with an Electron Beam: Large Modulation Regime", European Research Conference on Quantum Optics, September 21-26, 1996, Castevecchio Pascoli, Italy;
- 6) A.I. Artemyev, V.V. Apollonov, Yu.L. Kalachev, A.M. Prokhorov, M.V. Fedorov -- "Modelling of a Focused Laser Field and Acceleration of Electrons in the Presence of a Static Magnetic Field Collinear to the Magnetic Field of the Laser Light", International Forum on Advanced High Power Lasers and Applications, AHPLA '99, High Power Lasers in Energy Engineering, HPL02 Session 5, Report 3886-18, November 1-5, 1999, Osaka, Japan;
- 7) A.I. Artemyev, V.V. Apollonov, J.K. McIver, M.V. Fedorov, E.A. Shapiro -- "Compact free-electron lasers exploiting media with periodically modulated refractive index", International Forum on Advanced High Power Lasers and Applications, AHPLA '99, Advanced High Power Lasers, HPL05, Session 9, Report 3889-39, November 1-5, 1999, Osaka, Japan.

Подписано в печать 18 апреля 2000 г.
Заказ № 75. Тираж 75 экз. П.л. 1,3.

Отпечатано в РИИС ФИАН.
Москва, В-333, Ленинский проспект, 53