

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

621.378.325

## ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В. Л. Кузнецов

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	541
2. Классическая теория е-лазеров . . . . .	542
3. Квантовая трактовка проблемы . . . . .	543
4. Пути оптимизации схемы е-лазера . . . . .	545
5. Заключение . . . . .	546
Цитированная литература . . . . .	546

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В оптическом диапазоне для усиления и генерации когерентного излучения, как правило, используются переходы между уровнями дискретного энергетического спектра квантовых систем. Между тем, существуют возможности создания таких же устройств и с непрерывным энергетическим спектром. При этом монохроматичности и когерентности излучения можно добиться, придав процессу вынужденный характер. Таким прибором, в частности, является лазер на свободных электронах. Электронными лазерами (или кратко е-лазерами) принято называть устройства, принцип действия которых основан на излучении релятивистского электронного потока, движущегося во внешних электромагнитных полях. Это может быть переменное по пространству магнитное поле ондулятора, мощное лазерное излучение (комптоновский лазер), поле периодической структуры кристаллов (черенковский лазер) и т. д. Если электрон излучает, двигаясь в когерентном поле внешнего сигнала, то новый фотон, в соответствии со статистикой Бозе, с большой вероятностью испускается на частоте и в фазе внешнего стимулирующего поля.

Описанный механизм усиления и генерации электромагнитного излучения удалось сравнительно недавно осуществить экспериментально<sup>1,2</sup>. В первой работе авторы сообщают о результатах своих исследований по взаимодействию релятивистского электронного потока с поперечным магнитным полем спирального ондулятора. Основу экспериментальной установки, схема которой приведена на рис. 1, составил сверхпроводящий магнит с пространственным периодом 3,2 см и напряженностью поля 10 кГс. Качественный вид зависимости мощности генерируемого системой излучения на длине волны  $\lambda = 10,6$  мкм как функция энергии электронов представлен на рис. 2, а. Анализ этого излучения, однако, показал, что оно не является когерентным. Тогда авторы стимулировали этот процесс, осветив область взаимодействия пучком CO<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм). При этом установка, в зависимости от энергии электронов, начала эффективно усиливать или ослаблять лазерное излучение. Зависимость коэффициента усиления  $G$  поля CO<sub>2</sub>-лазера от энергии электронного потока показана на рис. 2, б. Его максимальное значение при токе в 70 мА достигло величины 7%.

В последующей публикации тех же авторов было сообщено о создании первого лазера на свободных электронах. В его основу была положена описанная выше схема, однако, параметры установки были несколько изменены — уменьшена величина магнитного поля в пространстве ондулятора и увеличена энергия электронного потока. Теперь она достигла 43 МэВ. Максимальная мощность генерируемого излучения на длине волны  $\lambda = 3,4$  мкм достигла 7 кВт, при среднем значении 0,36 Вт.

Стэнфордский эксперимент подтвердил теоретические идеи и послужил хорошим стимулом для дальнейших разработок в этой области. Примером возросшего интереса к проблеме е-лазеров может служить X Международная конференция по квантовой

электронике, состоявшаяся в 1978 г. в Атланте (США), где вопросы, связанные с созданием электронных лазеров, были вынесены на обсуждение специальной секции.

Отметим некоторые очевидные достоинства е-лазеров. Во-первых, в таких системах относительно просто решается вопрос о создании инверсионной населенности энергетических состояний. Действительно, любой моноэнергетический пучок электронов представляет собой систему с инверсионной населенностью по отношению ко всему энергетическому спектру с меньшей энергией. Кроме этого, частотой излучения е-лазеров можно легко управлять, изменяя энергию электронного потока. Например, для комптоновского лазера отношение частоты излучения к частоте накачки равно  $4\mathcal{E}^2/(mc^2)^2$ , где  $\mathcal{E}$  — энергия электрона, а  $m$  — его масса покоя. Используя релятивистские электронные

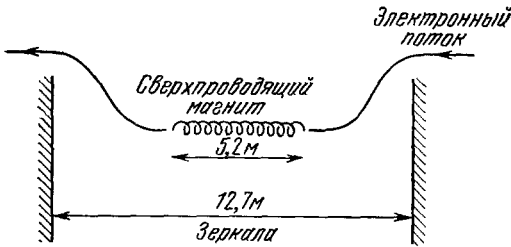


Рис. 1.

пучки, можно получить когерентное излучение в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах. Существенно также и то, что в лазерах на свободных электронах нет принципиальных ограничений на мощность генерируемого сигнала.

Из широкого круга вопросов, связанных с созданием лазера на свободных электронах, остановимся на проблемах разработки комптон-лазера и е-лазера, использующего ондуляторный эффект. Принцип действия последнего основан на излучении электронного потока, движущегося в переменном по пространству магнитном поле.

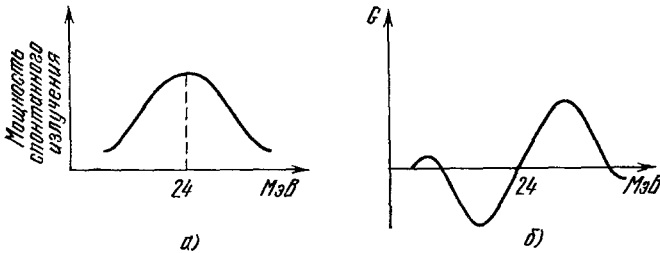


Рис. 2.

Согласно приближению Вайцзекера — Вильямса<sup>3,36</sup>, поведение электронного потока в поле ондулятора эквивалентно движению его в поле электромагнитной волны. В силу этого механизм работы обоих типов е-лазеров может быть описан с единых позиций.

Первые работы, посвященные проблеме вынужденного рассеяния — индуцированного комптон-эффекта, по-видимому, принадлежат Шрёдингеру<sup>4</sup>. Модель, рассмотренная им, фактически идентична схеме комптон-лазера. Здесь следует также упомянуть работу Капицы и Дирака<sup>5</sup>, где рассматривалось рассеяние электронов на стоячей электромагнитной волне.

Названные публикации появились задолго до создания первых лазеров. Поэтому пионерскими можно считать работы Мильбурна<sup>6</sup>, Аругюяна и Туманяна<sup>7</sup> и Пантелла с сотрудниками<sup>8</sup>, где обсуждались пути создания источников когерентного излучения коротковолнового диапазона, использующих энергию электронного потока.

Дальнейшее развитие работ в этой области пошло по двум направлениям. В основу первого было положено рассмотрение единичного акта рассеяния фотона на свободном электроны в присутствии внешней электромагнитной волны. Это квантовый подход к проблеме. Второе направление рассматривает индуцированные эффекты с точки зрения закономерностей коллективного поведения частиц в регулярных внешних полях. Это работы, использующие представления классической физики.

## 2. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ е-ЛАЗЕРОВ

Процесс рассеяния становится вынужденным при наличии большого числа когерентных фотонов, движущихся в направлении рассеиваемого излучения. Это обстоятельство является условием применимости классических методов. Таким образом, можно утверждать, что генерирующий лазер — классический прибор, и лишь язык описания его допускает некоторый произвол в выборе.

Механизм индуцированного рассеяния может быть наглядно представлен в рамках понятий классической физики. Электрическое поле волны накачки «раскачивает» электроны в направлении, перпендикулярном направлению движения электронного потока. Затем их подхватывает магнитное поле рассеянной волны — возникают, так называемые силы Миллера — Гапонова<sup>9</sup>. Общее воздействие двух волн — (сигнала и накачки) на электронный поток приводит к возникновению волны плотности электронов с частотой  $\Omega = \omega_c - \omega_H$  и волновым вектором  $\mathbf{K} = \mathbf{K}_c - \mathbf{K}_H$ . При этом говорят, что пучок «бунчуруется». Если скорость электронного потока удовлетворяет условию синхронизма ( $v \approx v_{\text{ф}} \approx (\omega_c - \omega_H)/(K_c + K_H)$ ), то между волнами и электронным потоком происходит интенсивный обмен энергией. Такое взаимодействие особенно просто выглядит в системе отсчета  $K'$ , где частота накачки  $\omega'_H$  и сигнала  $\omega'_c$  равны. В этом случае усиление сигнала определяется отражением волны накачки от периодической структуры, которую представляет собой промодулированный электронный поток в системе  $K'$ .

Говоря о работах, посвященных классическому рассмотрению проблемы, можно выделить, аналогично тому, как это делается в электронике СВЧ, два направления. Первое — это гидродинамическое или одночастичное описание электронного потока. В работах этого направления рассматривается поведение электрона, движущегося со скоростью  $v \approx v_{\text{ф}}$  в поле двух волн<sup>9-16</sup>. В этих работах было показано, что рассматриваемая модель сводится к задаче о колебаниях маятника. Такая аналогия позволила получить выражение для коэффициента усиления описываемого лазера, эффекта насыщения и когерентной модуляции электронного потока. В<sup>17</sup> был проведен анализ движения электрона в электромагнитном поле с учетом радиационного затухания. В процессе рассеяния, помимо передачи энергии от одной электромагнитной волны к другой<sup>18</sup>, происходит перераспределение энергии между электронным потоком и электромагнитным полем. В<sup>19</sup> проводится параллель между этим эффектом и аналогичным, приводящим в плазме к затуханию Ландау. Одночастичное приближение позволяет достаточно полно изучить поведение электрона в электромагнитных полях. Однако, как и в приборах СВЧ-диапазона, этот подход не дает полной информации о процессе.

В ряде работ<sup>20-22</sup> обсуждается возможность многократного использования электронного сгустка в процессе генерации. Действительно, весьма заманчивой, на первый взгляд, является схема с циркулирующим электронным потоком, отдающим часть энергии на отдельных участках орбиты и восполняющим ее на других участках, аналогично тому, как это практикуется в циклических ускорителях и накопителях электронов. Центральным вопросом здесь является влияние вынужденного излучения на электронный поток, снижающее его «рабочие» свойства и определяющее максимальное возможное усиление и к. п. д. системы. Именно характер и степень этого изменения определяют возможности многократного использования пучка для излучения. Ответ на этот вопрос может дать лишь кинетический подход к описанию электронного потока. В основе такой теории лежит совместное решение системы кинетического уравнения Больцмана и уравнения Максвелла:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \dot{\mathbf{r}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \dot{\mathbf{p}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = 0, \tag{1}$$

$$\square \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \tag{2}$$

Комптоновское рассеяние в классической интерпретации исследовалось ранее как одна из возможностей нагрева плазмы лазерным излучением (см., например,<sup>23</sup>). В применении к лазеру на свободных электронах кинетические методы были впервые использованы в работах<sup>24-26</sup>. Вводя новые функциональные зависимости, авторы свели исходную систему уравнений к соотношениям типа обобщенных уравнений Блоха, которые в дальнейшем решаются методом последовательных приближений.

Кинетический подход был положен в основу рассмотрения одного из аспектов взаимодействия электронов с волнами в коротковолновом е-лазере<sup>27</sup>. В<sup>28</sup> анализ работы электронного лазера был проведен в рамках формализма Климонтовича.

### 3. КВАНТОВАЯ ТРАКТОВКА ПРОБЛЕМЫ

Наглядное представление о механизме индуцированного рассеяния, даваемое классическим подходом к проблеме, не позволяет, однако, считать задачу от начала и до конца чисто классической. Действительно, необходимым условием применимости этих методов является сравнительно большая величина электромагнитных полей. Последнее требование, однако, не выполняется в начальный момент генерации е-лазера. До начала индуцированного рассеяния некоторое время идет процесс, который нельзя считать классическим, ибо плотность числа фотонов в рассеянном излучении еще мала

и спонтанное рассеяние преобладает. Таким образом, индуцированное излучение начинается не сразу, а через время  $\tau$ , оценка которого весьма существенна в связи с малостью общего времени пролета электронами области взаимодействия.

Рассмотрим вкратце квантовый подход к проблеме. В работах, развивающих это направление, рассматривается единичный акт рассеяния фотона ( $\omega_1 \mathbf{K}_1$ ) на электроны с импульсом  $\mathbf{P}$  в присутствии  $n_2$  фотонов ( $\omega_2 \mathbf{K}_2$ ). Дифференциальное сечение рассеяния определяется в этом случае соотношением

$$d\sigma_{\text{сп}} = (1 + n_2) d\sigma_{\text{сп}}, \quad (3)$$

где  $d\sigma_{\text{сп}}$  — сечение спонтанного процесса рассеяния, которое может быть найдено в соответствии с формулой Клейна — Нишины — Тамма<sup>29</sup>. Частота рассеянного излучения  $\omega_2$  может быть определена по формуле

$$\omega_2 = \omega_1 \left[ 1 - \left( \frac{v}{c} \right) \cos \theta_1 \right] \left( 1 - \frac{v}{c} \cos \theta_2 + \frac{h\omega_1}{\mathcal{E}} \right) (1 - \cos \theta)^{-1}; \quad (4)$$

здесь  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы между вектором скорости электрона и волновыми векторами начального  $\mathbf{K}_1$  и рассеянного  $\mathbf{K}_2$  фотонов,  $\theta$  — угол между  $\mathbf{K}_1$  и  $\mathbf{K}_2$ . Нетрудно видеть, что сечение спонтанного рассеяния и частота фотона зависят от взаимной ориентации векторов  $\mathbf{P}$ ,  $\mathbf{K}_1$  и  $\mathbf{K}_2$ . Зависимости эти достаточно сложны, поэтому неудивительно, что исследовались лишь процессы, при которых указанные вектора коллинеарны, тем более, что такой выбор определял наибольшую область взаимодействия электронного потока с электромагнитным полем. В связи с этим понятным становится и традиционный выбор одномерной модели.

В пионерской работе Пантеллы с сотрудниками<sup>8</sup> и вслед за ней в обзоре<sup>30</sup> были приведены основные энергетические характеристики вынужденного обратного комптоновского рассеяния, такие, как выражение для рассеянной мощности, коэффициента усиления и т. д. Функциональная форма коэффициента усиления  $G$  была следующей:

$$G \sim \frac{N_e J}{\omega^3 \mathcal{E}} \frac{df}{d\mathcal{E}}, \quad (5)$$

здесь  $N_e$  — плотность электронов,  $J$  — падающая на единицу площади мощность,  $f(\mathcal{E})$  — функция распределения электронов по энергиям. В работе<sup>31</sup> были сделаны числовые оценки в соответствии с обсуждаемой формулой. Так, если волна накачки с  $\lambda = 1,06$  мкм характеризуется плотностью фотонов  $N_\nu = 1,8 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup>, то при энергии электронов в 2 МэВ и плотности электронного потока  $N_e = 2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> коэффициент усиления на длине волны  $\lambda = 166$  Å составит величину  $G \approx 2,2$  см<sup>-1</sup>.

Важным моментом, существенно ограничивающим коэффициент усиления комптоновского лазера, является конечность области взаимодействия электронов с электромагнитным полем<sup>32</sup>. Те же авторы, указав теоретический предел для коэффициента усиления комpton-лазера при конечной длине взаимодействия, обратили внимание на возможный способ повышения эффективности взаимодействия излучения с электронным потоком<sup>33</sup>. Они использовали то обстоятельство, что сечение рассеяния увеличивается в присутствии постоянного магнитного поля, направленного вдоль оси пучка электронов. Величина магнитного поля выбирается такой, чтобы циклотронная частота электрона была приблизительно равна частоте микроволнового излучения в системе покоя электронов. Этот эффект авторы назвали магнитокомптоновским рассеянием. Его можно понять и без сложных квантовоэлектродинамических вычислений. Действительно, согласно представлениям классической физики, сечение рассеяния на частоте  $\omega$  в присутствии магнитного поля зависит от фактора  $\omega^2/(\omega - \omega_c)^2$ , где  $\omega_c = eH/mc$ . Если при вычислении учесть, что не все электроны находятся в условии резонанса и частота излучения может быть определена лишь с точностью до величины  $(\Delta\tau)^{-1}$ , где  $\Delta\tau \approx L/c\gamma$  — время взаимодействия электрона, измеренное в его системе отсчета, то окончательно получим

$$\frac{G_{H \neq 0}}{G_{H=0}} = \frac{\omega^2}{\hbar(\omega - \omega_c)^2} \sim \left( \frac{L}{\lambda_1} \right)^2. \quad (6)$$

Относительно этой работы и магнитокомптоновского рассеяния в целом отметим, что рассмотренный эффект представляет собой объединение индуцированного комптоновского рассеяния и циклотронного излучения, хорошо известного в радиофизике СВЧ диапазона (см., например,<sup>34</sup>). Приведем здесь также оценки для величины магнитного поля. Пусть волна накачки с  $\omega_1 \sim 10^{15}$  с<sup>-1</sup> (оптическая частота) рассеивается на потоке электронов энергией 5 МэВ. Тогда резонансное излучение на частоте  $\omega_2 \sim 10^{17}$  с<sup>-1</sup> (рентгеновский диапазон) будет достигаться при напряженности магнитного поля  $H_0 \sim 10^9$  Э. Это на четыре порядка выше достигнутых в настоящее время величин.

4. ПУТИ ОПТИМИЗАЦИИ СХЕМЫ e-ЛАЗЕРА

В обзоре <sup>35</sup> было справедливо отмечено, что взаимодействие электронов с электромагнитной волной будет эффективно в том случае, если оно носит коллективный характер ( $\lambda_D K \approx 1$ ), т. е. частоты взаимодействующих сигналов близки к плазменным частотам, характерным для данного электронного потока. Единичные же взаимодействия, такие, например, как индуцированное комптоновское рассеяние, крайне низки по эффективности. В связи с этим весьма актуальным является вопрос о возможных способах повышения коэффициента усиления рассматриваемых лазерных схем. Одной из таких попыток является рассмотренная в предыдущем пункте работа о магнито-комптоновском рассеянии.

Другая теоретическая попытка отыскания способа повышения эффективности взаимодействия волны с электронным потоком предпринята в работах <sup>37,38</sup>. Ее идея навеяна аналогией между e-лазерами и СВЧ приборами O-типа, в частности лампами бегущей волны. Авторы предлагают пропустить электронный поток через гофрированный волновод (рис. 3) с тем, чтобы электромагнитная волна могла эффективно

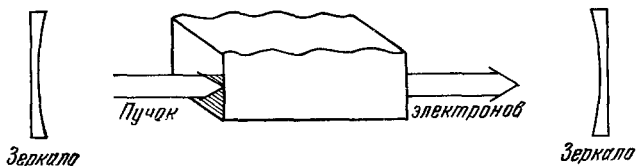


Рис. 3.

взаимодействовать с электронным потоком через свою продольную компоненту. Расчеты, сделанные в работе, показали, что для волны излучения  $\lambda = 10$  мкм и тока  $I = 1$  мА коэффициент усиления за один проход составит 6,8%.

Интересный способ стимулирования процесса рассеяния развивается в работах <sup>39-41</sup>, посвященных теории комптоновского лазера. Основная идея этого метода состоит в создании дополнительной замедленной электромагнитной волны на разностной частоте  $\Omega = \omega_c - \omega_n$  и волновым вектором  $\mathbf{K} = \mathbf{K}_c - \mathbf{K}_n$ . Такое трехволновое взаимодействие представляется достаточно эффективным (согласно расчетам авторов <sup>41</sup>, при интенсивности стимулирующей волны в  $1$  мВт/см<sup>2</sup> выигрыш в вероятности индуцированного рассеяния может достигать величины  $10^7$ ); однако практическое использование его для реализации e-лазера в ультрафиолетовом или рентгеновском диапазонах встречает трудности в связи с необходимостью создания замедляющей системы для волны на частоте  $\Omega$ . Такие системы относительно просто реализуются лишь в СВЧ-диапазоне, т. е. для e-лазеров с незначительным преобразованием излучения по частоте.

Представляет интерес другой результат, полученный в работе <sup>40</sup>. Согласно расчетам авторов бунчировка, обусловленная взаимодействием неколлинеарных волн, пропорциональна произведению ортогональных компонент электрических полей обеих волн. Этот момент представляется важным, так как при этом эффективность взаимодействия существенно повышается (примерно в  $c/(c - v_0)$  раз; здесь  $v_0$  — скорость релятивистского электрона). Указанное обстоятельство наводит на мысль о целесообразности осуществления взаимодействия волн под углом. Это, однако, в случае комптон-лазера приводит к уменьшению области взаимодействия. Поэтому интересно рассмотреть задачу об оптимизации углов между волновыми векторами сигнала и накачки, а также их ориентации относительно электронного потока.

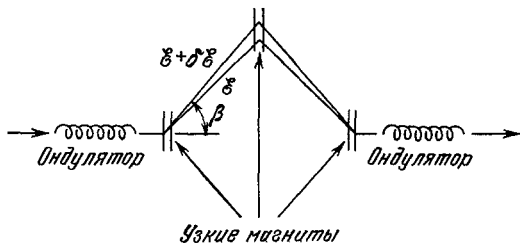


Рис. 4.

Основная задача оптимизации e-лазера заключается в ускорении процесса бунчировки электронного потока. Последнее обстоятельство важно в связи с тем, что за время взаимодействия электронов с электромагнитным полем, — а оно мало, — во-первых, должна осуществиться модуляция электронного потока по плотности, и, во-вторых, промодулированный электронный поток должен успеть передать электромагнитному полю максимально возможную часть своей энергии. Схему e-лазера можно оптимизировать, если область взаимодействия электронного потока с внешним полем разделить обширным пространством дрейфа <sup>42</sup>. В этой области осуществляется

кинематическая группировка, и размеры ее выбираются из условия максимальной модуляции электронного потока по плотности. В работах <sup>43,44</sup> где впервые была высказана эта идея, кинематическую группировку предлагается ускорить, введя в это пространство три узких магнита (рис. 4). Время пролета такой системы электронами достаточно сильно зависит от их энергии. Угол отклонения  $\beta$  должен быть выбран таким, чтобы продольная группировка на выходе «пространства дрейфа» была максимальной. Подготовленный таким образом электронный поток вновь подвергается действию внешних полей и начинает эффективно излучать. Модифицированный таким способом е-лазер по принципу действия очень похож на клистрон. Действительно, первая область, где электронный поток впервые испытывает воздействие внешнего поля и где происходит, в основном, его модуляция по энергии, аналогична первому зазору резонатора пролетного клистрона. Роль пролетного промежутка клистрона выполняет магнитная система, а вторая область взаимодействия аналогична второму зазору резонатора, так как в ней электроны, в среднем, передают энергию полю.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ряде других работ, посвященных рассматриваемой теме, обсуждаются частные вопросы механизма взаимодействия лазерного излучения со свободными электронами, такие как сечение рассеяния <sup>45-46</sup>, частота рассеянного излучения <sup>47</sup>, возможные схемы модулятора <sup>48</sup> и др.

Остановимся еще на работе <sup>49</sup>. В ней автор отмечает, что, наряду с комptonовским рассеянием (некогерентным по пучку), есть возможность использования когерентного по пучку отражения от границы движущегося электронного сгустка или плазмы. В статье показано, что сильное ограничение на такого рода процесс оказывает «размазанность» переднего фронта пучка. При этом существенно, что размазанность важна не только по отношению к падающей, но и более коротковолновой — отраженной волне. По оценке автора, для эффективного преобразования оптического излучения  $\lambda \sim 10^{-4}$  см в область жесткого рентгена  $\lambda \sim 10 \text{ \AA}$  требуются пучки с энергией 8 МэВ и плотностью  $10^{14}$  А/см<sup>2</sup>. Одновременно с этим время нарастания фронта пучка должно быть не более  $10^{-18}$  с, что, по-видимому, выходит за рамки современных технических возможностей.

Заметим, что это, по существу, единственная работа, где не предполагается наличие резонатора. Во всех других статьях, результаты которых могут быть перенесены на рентгеновский и ультрафиолетовый диапазоны, фактически анализировался режим усиления е-лазера. Отсутствие же хороших резонаторов в этой области остро ставит проблему о пороге генерации «однопроходового» лазера на свободных электронах. Решение этой задачи позволит судить о том, насколько мы близки к созданию рентгеновского е-лазера!

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Elias L. R. et al.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 717.
2. Deacon D. A. G. et al.— Ibid., 1977, v. 38, p. 892.
3. Heitler W.— The Quantum Theory of Radiation.— Oxford: Clarendon Press, 1954.
4. Schrödinger E.— Ann. d. Phys. 1927, Bd. 4, S. 82.
5. Kapitza P. L., Dirac P. A. M.— Proc. Cambr. Phil. Soc., 1933, v. 29, p. 297.
6. Milburn R. H.— Phys. Rev. Lett., 1963, v. 10, p. 75.
7. Арутюнян Ф. Р., Туманян В. А. Phys. Lett., 1963, v. 4, p. 176.
8. Pantell R. H. et al.— IEEE J. Quantum. Electron., 1968, v. 4, p. 907.
9. Зельдович Я. Б.— УФН, 1975, т. 115, с. 61.
10. Johnston S., Kulsrud R. M.— Phys. Fluids, 1977, v. 20, p. 829.
11. Kwan T. et al.— Ibid., p. 581.
12. Latal H. G.— Phys. Lett. Ser. A, 1977, v. 64, p. 175.
13. Colson W. B.— Ibid., p. 190.
14. Андреев Ю. А. и др.— ЖТФ, 1977, т. 47, с. 495.
15. Байер В. Н., Мильштейн А. И.— Phys. Lett. Ser. A., 1978, v. 65, p. 319.
16. Алферов Д. Ф. и др.— ЖТФ, 1978, т. 48, с. 1592.
17. Hagenbuch K.— Am. J. Phys., 1977, v. 45, p. 693.
18. Regrad J., Gosta J.— Phys. Rev. Ser. A, 1976, v. 14, p. 469.
19. Maue G.— Opt. Comm., 1977, v. 20, p. 200.
20. Коломенский А. Л., Лебедев А. Н. Препринт ФИАН СССР № 127. — Москва: 1977.
21. Pendry J.— Nature, 1977, v. 269, No. 5625, p. 196.
22. Sprangle P. et al.— Appl. Phys. Lett., 1976, v. 29, p. 542.

23. Lin A. T., Dawson J. M.— *Phys. Fluids*, 1975, v., 18, № 2.
24. Hopf F. A. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v. 37, p. 413.
25. Hopf F. A. et al.— *Ibid.*, p. 1342.
26. Al. Abawi H. et al.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1977, v. 16, p. 666.
27. Bernstein I. B., Hirshfield J. L.— *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, p. 761.
28. Ichimaru S., Iwamoto N.— *J. Phys. Soc. Japan*, 1978, v. 44, p. 1004.
29. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М. Релятивистская квантовая теория. Ч. 1.— М.: Наука, 1968.
30. Бункин Ф. М. и др.— *УФН*, 1972, т. 107, с. 539.
31. Молчанов А. Г.— *УФН*, 1972, т. 106, с. 165.
32. Sukhatme V. P., Wolf P. A.— *J. Appl. Phys.*, 1973, v. 44, p. 2331.
33. Sukhatme V. P., Wolf P. A.— *IEEE J. Quantum Electron.*, 1974, v. QE-10, p. 870.
34. Granatstein V. L., Sprangel P.— *IEEE Trans. Microwave Theor and Technique*, 1977, v. MTT-25, p. 545.
35. Gover A., Yariv A.— *Appl. Phys.*, 1978, v. 16, p. 121.
36. Madey J.— *J. Appl. Phys.*, 1971, v. 42, p. 1906.
37. Yariv A., Shin C. C.— *Opt. Comm.*, 1978, v. 24, p. 233.
38. Shin C. C., Yariv A.— In: 10th Intern. Quantum Electronics Conference. Atlanta, USA: 1978.
39. Дубровский В. А. и др.— *Квант. электрон.*, 1975, т. 2, с. 1248.
40. Соловьев А. П., Цикин Б. Г.— *Письма ЖТФ*, 1977, т. 3, с. 307.
41. Дубровский В. А., Цикин Б. Г.— *Квант. электрон.*, 1977, т. 4, с. 1473.
42. Gerald T., Moore. et al.— *Цитир. в 38 сб.*
43. Винокуров Н. А., Скринский А. Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР 77-59,— Новосибирск: 1977.
44. Винокуров Н. А., Скринский А. Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР 77-67.— Новосибирск: 1977.
45. Chan Y. M.— *Phys. Lett. Ser. A*, 1977, v. 62, p. 21.
46. Ribberfors R.— *J. Quantit. Spectrosc.*, 1976, v. 16, p. 689.
47. Becker W.— *Phys. Lett. Ser. A.*, 1978, v. 65, p. 317.
48. Broutti G. et al.— *Opt. Comm.*, 1977, v. 21, p. 305.
49. Столяров С. Н.— *Квант. электрон.*, 1977, т. 4, с. 763.