

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



П-34

28/2-77

P13 - 10214

705/2-77

А.Ф.Писарев

ПЛАЗМЕННЫЙ ГЕНЕРАТОР
КОГЕРЕНТНОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1976

P13 - 10214

А.Ф.Писарев

ПЛАЗМЕННЫЙ ГЕНЕРАТОР
КОГЕРЕНТНОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Писарев А.Ф.

P13 - 10214

Плазменный генератор когерентного гравитационного излучения

Детально проанализирован вариант плазменного источника гравитационного излучения в широком диапазоне частот. Определены оптимальные условия когерентного излучения и показано, что при резонансном возбуждении ленгмюровских колебаний электронов в металле на частоте $6 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ мощность гравитационного излучения достигает 1 эрг с^{-1} при длительности импульса $3 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Эффективный объем излучателя составляет $\sim 10^{-2} \text{ см}^3$ и мощность лазерной световой накачки $\sim 10^{14} \text{ эрг с}^{-1}$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Pisarev A.F.

P13 - 10214

A Plasma Generator of the Coherent Gravitational
Radiation

A variant of the plasma source of gravitational radiation has been analysed in detail for a wide range of frequencies. The optimum conditions for the coherent radiation have been determined. It has been shown that at the resonance excitation of Langmuir electron oscillations in metal at the frequency of $6 \cdot 10^{15} \text{ sec}^{-1}$ the gravitational radiation power of 1 erg/sec^{-1} has been obtained for pulse duration of $3 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$. The emitter effective volume is $\sim 10^{-2} \text{ cm}^3$ and the laser light excitation power is $\sim 10^{14} \text{ erg/sec}^{-1}$.

The investigation has been performed at the
Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

Введение

Большие усилия, предпринимаемые в последние годы рядом лабораторий по поиску гравитационной радиации космического происхождения, не привели, однако, к однозначному ответу на принципиальный вопрос о существовании в природе гравитационного излучения. Это обстоятельство породило у ряда физиков определенный скепсис по отношению ко всему направлению исследований, связанному с использованием астрофизических объектов в качестве одной из определяющих компонент эксперимента. В связи с этим остро встал вопрос о поисках путей постановки полного лабораторного опыта, в котором одновременно использовались бы и искусственный излучатель гравитационных волн, и их приемник. Основные усилия в этом направлении сконцентрированы сейчас на разработке источника излучения с порогом мощности $\sim 1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Это тот порядок величины потока гравитационной радиации, который в принципе доступен измерению современными техническими средствами. К настоящему времени предложено несколько вариантов искусственных излучателей с энергетическим порогом, приближающимся к величине $10^{-7} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{ с}^{-1} / \text{см}$., например, обзор ^{1/} /. Основная часть таких проектов базируется на идее использования высокочастотных объемных механических колебаний в твердом теле или колебаний электромагнитного поля высокой напряженности в резонаторах и волноводах. Однако разрыв между принципиально измеримым потоком мощности и расчетно достижимым уровнем излучения долгое время оставался чрезвычайно большим. И только в последнее

время Соколов с сотрудниками^{/2/} предложили новый вариант излучателя, основанного на высокочастотных колебаниях свободных электронов в плазме. Они нашли, что плазменный столб с поперечным сечением $\sim 10^2 \text{ см}^2$ и линейным размером вдоль распространения волны накачки $\sim 10^2 \text{ см}$, имеющий плотность свободных электронов $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, способен при большой амплитуде раскачки электронов излучать высокочастотные гравитационные волны мощностью $\sim 10^{-1} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$. Но авторы цитируемого сообщения не дали полного анализа практической возможности достижения в плазме высокочастотных когерентных колебаний электронов с большой амплитудой и получения указанного высокого уровня излучения. Поэтому целью настоящей работы является детальный анализ и учет всех наиболее важных в плане рассматриваемой задачи свойств плазмы: высокой отражательной способности, быстрого затухания упорядоченной осцилляции электронов и наличия ленгмюровских колебаний, - определяющих, в конечном счете, амплитуду синхронной раскачки электронов и соответственно достижимый уровень мощности гравитационного излучения.

2. Интенсивность излучения гравитационной волны колеблющимися электронами

Примем, что коллективное колебание электронов в плазме происходит в направлении оси y по гармоническому закону $y = y_0 \sin \omega t$. Тогда по известной формуле^{/3/} для гравитационного излучения колеблющихся массами

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{G}{36 \pi c^5} \left[\frac{1}{4} (\ddot{D}_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta)^2 + \frac{1}{2} \ddot{D}_{\alpha\beta}^2 - \ddot{D}_{\alpha\beta} \ddot{D}_{\alpha\gamma} n_\beta n_\gamma \right] \quad /1/$$

после несложных вычислений найдем, что электроны будут излучать с интенсивностью

$$\frac{dI}{d\Omega} = G n_0^2 V^2 c^{-5} m^2 y_0^4 \omega^6 \sin^4 \theta, \quad /2/$$

где $dI/d\Omega$ - средняя за период интенсивность гравитационного излучения в единицу телесного угла, $\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1}$, G - ньютоновская гравитационная постоянная, c - скорость света в вакууме, n_0 - плотность свободных электронов плазме, см^{-3} , V - объем плазмы, участвующей в когерентном режиме гравитационного излучения, m - эффективная масса электронов в плазме, y_0 - амплитуда их колебаний, θ - полярный угол, отсчитываемый от оси колебания электронов y .

При нерезонансном возбуждении электронов в плазме электромагнитным полем напряженностью E амплитуда колебаний

$$y_0 = \frac{e E_0}{m \omega^2}, \quad /3/$$

где e - заряд электрона. Подставляя это значение y_0 в формулу /2/ и рассматривая излучение в экваториальной плоскости ($\theta = \pi/2$), получим:

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{G n_0^2 V^2 (e E_0)^4}{c^5 m^2 \omega^2}. \quad /4/$$

3. Когерентное гравитационное излучение плазмы при возбуждении в ней колебаний электронов электромагнитной волной

Электромагнитная волна, падая на границу плазмы, проникает в нее на характерную глубину δ и возбуждает согласованные колебания электронов. Поэтому эффек-

тивный объем плазмы, который может быть использован для гравитационного излучения, равен $S\delta$, где S - поперечное сечение плазмы в направлении распространения электромагнитной волны. S может быть определено исходя из величины фазового рассогласования колебания электронов в плоскости фронта волны возбуждения, принимаемой равной $10^{-1}\lambda$, где λ - длина электромагнитной волны в вакууме. В случае СВЧ-диапазона электромагнитного излучения величина $10^{-1}\lambda$ может быть обеспечена на площади $S \approx 10^4 \text{ см}^2$, в микроволновом диапазоне - $\sim 10^2 \text{ см}^2$ и оптическом - $\sim 1 \text{ см}^2$ [4,5].

Для достижения условия когерентного сложения амплитуды гравитационного излучения от всех элементарных объемов излучателя в точке наблюдения необходимо, чтобы фазовая скорость распространения электромагнитной волны возбуждения в плазме удовлетворяла условию $v_{\phi} \geq c$. Это требование следует из предположения о равенстве скоростей распространения электромагнитных и гравитационных волн в вакууме. При $v_{\phi} \geq c$ когерентное сложение амплитуд гравитационного излучения можно наблюдать под углом θ к направлению распространения волны возбуждения, удовлетворяющим условию $\cos \theta = \frac{c}{v_{\phi}}$.

Для определения глубины проникновения электромагнитной волны в плазму δ и нахождения для нее фазовой постоянной β воспользуемся общим дисперсионным уравнением для электромагнитного поля в плазме [6,7]:

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon'} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} - i \frac{\omega_0^2 \nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)}} = \beta - i\alpha. \quad /5/$$

Разрешая это уравнение относительно α и β , будем иметь

$$\alpha^2 = \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} \left\{ \left[\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \right)^2 + \frac{\nu^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \right)^2 \right]^{1/2} - \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) \right\}, \quad /6/$$

$$\beta^2 = \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} \left\{ 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} + \left[\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \right)^2 + \frac{\nu^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad /7/$$

В выражениях /5/-/7/ приняты следующие обозначения: k - волновое число электромагнитной волны в плазме, ω - угловая частота, ϵ' - комплексная диэлектрическая постоянная плазмы с учетом затухания, ν - эффективная частота соударений электронов в плазме с ионами и нейтральными компонентами, ω_0 - частота ленгмюровских колебаний электронов в плазме, β - фазовый множитель электромагнитной волны и α - показатель поглощения волны в плазме. В формуле /5/ мы положили, что диэлектрическая постоянная остатка решетки полупроводника и металла в высокочастотном и оптическом диапазонах равна единице. Величина ω_0 определяется соотношением

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m}. \quad /8/$$

Характерная глубина проникновения электромагнитного поля в плазму равна $\delta = 1/\alpha$. Поэтому эффективный объем плазмы, работающий как излучатель, будет $V = S \cdot \delta = S/\alpha$. Внося значение V в выражение /4/ и

выполняя простые преобразования с учетом /8/, получим:

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{GS^2 \omega_0^4 E_0^4}{16\pi^2 a^2 \omega^2 c^5} \quad /9/$$

Рассмотрим теперь наиболее характерные частные случаи возбуждения колебаний электронов в различных частотных диапазонах в газовой плазме, полупроводниковой плазме и электронной плазме металла. Примем для этих категорий плазм типичные плотности свободных электронов: $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для газовой плазмы, 10^9 см^{-3} - для полупроводниковой и 10^{22} см^{-3} - для плазмы в металле. Собственная ленгмюровская частота колебаний электронов ω_0 , вычисленная по формуле /8/, будет соответственно равна $5,5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ для газа; $1,8 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ для полупроводника или переходного металла и $6 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ для металла. Будем считать далее, что гравитационные излучатели полупроводникового или металлического типа охлаждены до температуры жидкого гелия, когда время тепловой релаксации электронов в них становится максимальным. В этих предположениях эффективная частота соударения электронов ν для всех трех типов плазмы - газовой, полупроводниковой и металлической - будет исчисляться величиной одного порядка: $\sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$, что значительно меньше ω_0 .

а. Случай $\omega < \nu \ll \omega_0$. Вычисление по формуле /7/ для фазового множителя дает $\beta \approx \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}$. Отсюда находим, что фазовая скорость распространения электромагнитной волны возбуждения в плазме $v_\phi = \frac{\omega}{\beta} = c \sqrt{\frac{2\omega\nu}{\omega_0^2}} \ll c$. Следовательно, в рассматриваемом диапазоне частот не выполняется необходимое условие $v_\phi > c$. По этой причине дальнейший анализ этого случая не представляет интереса.

б. Случай $\omega \sim \nu \ll \omega_0$. Используя выражение /7/, най-

дем $\beta = 0,3 \frac{\omega_0}{c}$. Поэтому $v_\phi = c \frac{\nu}{0,3\omega_0} \ll c$ и данный случай мы также не рассматриваем.

в. Случай $\nu < \omega < \omega_0$. По формуле /7/ находим $\beta \approx \frac{\omega_0 \nu}{2c\omega}$. Следовательно, $v_\phi \approx c \frac{2\omega^2}{\nu\omega_0}$ и условие $v_\phi > c$ будет соблюдаться при $2\omega^2 / \nu\omega_0 \geq 1$, т.е. выполняться в ограниченном диапазоне частот колебаний $\sqrt{\frac{\nu\omega_0}{2}} \leq \omega < \omega_0$.

В частности, для рассматриваемой плотности газовой плазмы данный диапазон соответствует значению $10^{10} < \omega < 10^{12} \text{ с}^{-1}$ для полупроводника - $10^{10} < \omega < 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и металла - $10^{10} < \omega < 10^{16} \text{ с}^{-1}$. Для этих частот возбуждения показатель затухания электромагнитной волны в плазме a , вычисленный по формуле /6/, равен $\sim \frac{\omega_0}{\sqrt{2}c}$, что дает характерную глубину проникновения

поля в газовую плазму 10^{-2} см , в полупроводниковую - 10^{-4} см и в плазму металла - 10^{-6} см . Подставляя найденные значения a в формулу /9/ и принимая в качестве рабочих частот возбуждения колебаний электронов $5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ в газовой плазме, 10^{13} с^{-1} в полупроводниковой и 10^{14} с^{-1} в металлической, получим интенсивность гравитационного излучения соответственно $10^{-20} \text{ эрг с}^{-1}$ для газового излучателя, $10^{-24} \text{ эрг с}^{-1}$ для полупроводникового и $10^{-20} \text{ эрг с}^{-1}$ для металлического. В этих расчетах было принято, что амплитуда электромагнитного поля в плазме составляет величину 10^5 в см^{-1} , а поперечное сечение плазмы, в соответствии с указанными частотами возбуждения, равно $S = 10^4 \text{ см}^2$ для газа, 10^2 см^2 для полупроводника и 1 см^2 для металла. Фактический выход мощности гравитационного излучения, очевидно, будет несколько ниже приведенных величин, так как из-за сильного отражения электромагнитной волны от плазмы в указанных диапазонах частот величина E будет меньше принятого значения 10^5 В см^{-1} .

г. Случай $\omega_0 < \omega < \omega_{\text{рент.}}$; $\omega_0 \gg \nu$. Здесь $\omega_{\text{рент.}}$ означает нижнюю границу частоты рентгеновского диапазона. Фазовый множитель β , найденный по формуле /7/, равен

$\frac{\omega}{c}$, что дает $v_{\text{ф}} = \frac{\omega}{\beta} = c$; то есть в этом случае электро-

магнитная волна в плазме распространяется с той же скоростью, что и в вакууме. Вычисление по формуле /6/ коэффициента затухания дает $\alpha = 0$. Это означает,

что глубина проникновения электромагнитной волны в

плазму $\delta = 1/\alpha \rightarrow \infty$. В действительности дело обстоит иначе: при $\omega > \omega_0$ возникают интенсивные внешний и внутренний фотоэффекты, не учитываемые формулой /6/, которые ограничивают проникновение электромагнитного поля в плазму до глубины 10^{-6} см в случае металла /8/, 10^{-2} см - полупроводника /9/ и 10^2 см - газовой плазмы /10/. Подставляя эти данные в формулу /9/, найдем: $dI/d\Omega = 10^{-22}$ эрг.с⁻¹ для газа; 10^{-30} эрг.с⁻¹ для полупроводника и 10^{-38} эрг.с⁻¹ для металла. Видим, что в данном диапазоне частот, как и в случае $\omega < \omega_0$, ожидаемая интенсивность гравитационного излучения остается чрезвычайно низкой.

д. Случай $\omega = \omega_0 \gg \nu$. Это наиболее интересный случай, когда в плазме возбуждаются резонансные коллективные колебания электронов на ленгмюровской частоте ω_0 . Вычисление по формулам /6/ и /7/ коэффици-

ента затухания и фазового множителя дает $\alpha = \beta = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\nu \omega_0}{2}}$;

следовательно, $v_{\text{ф}} \approx c \sqrt{\frac{2\omega_0}{\nu}} \gg c$. В силу резонансного

возбуждения электронов в плазме амплитуда их уста-

новившихся колебаний будет в $\frac{\omega_0}{\nu}$ раз больше, чем в

случае отсутствия резонанса (3). Поэтому правую часть выражения /9/ следует домножить на амплитудный фак-

тор $(\omega_0/\nu)^4$. Выполняя эту операцию и учитывая в /9/ значение $\alpha^2 = \nu \omega_0 / 2c^2$, получим формулу для интенсивности гравитационного излучения в диапазоне частот, непосредственно примыкающем к ленгмюровской частоте колебания электронов:

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{GS^2 E_0^4 \omega_0^5}{8\pi^2 c^3 \nu^5} \quad /10/$$

Уточним теперь амплитуду электромагнитной волны, проходящей в плазму. По формуле Френеля

$$E_t = \frac{2}{n+1} E_i, \quad /11/$$

где E_i - амплитуда волны, падающей на границу плазмы, E_t - амплитуда проходящей волны и n - комплексный показатель преломления волны в плазме, равный

$$n = \frac{c}{\omega} (\beta - i\alpha).$$

Подставляя данное значение n в /11/, получим

$$E_t \approx 2(1 + i \frac{\alpha}{\omega c}) E_i.$$

Для анализируемого случая $\alpha/\omega c \ll 1$, поэтому $E_t \approx 2E_i$. Это значение амплитуды поля и следует учитывать в формуле /10/. Однако заметим, что верхний предел напряженности поля в плазме, эффективно влияющий на амплитуду колебания электронов, будет ограничиваться релятивистским ростом их массы. В качестве границы для скорости колебательного движения электронов в

резонансе можно принять $\dot{y} = \frac{eE_t}{m\nu} = 10^{10}$ см.с⁻¹ и найти

отсюда предельную амплитуду поля $E_t \approx 10^5$ В см⁻¹.

Подставляя в выражение /10/ найденные числовые значения параметров $E_t = 10^5$ В см⁻¹; $\nu = 10^{10}$ с⁻¹ и соответственно $\omega_0 = 5,5 \cdot 10^{12}$ с⁻¹ и $S = 10^2$ см² для газа; $1,8 \cdot 10^{14}$ с⁻¹ и 1 см² для полупроводника; $6 \cdot 10^{15}$ с⁻¹ и 1 см² для металла, получим интенсивность гравитацион-

ного излучения $\frac{dI}{d\Omega} = 10^{-12}$ эрг с⁻¹ для газоплазменного

излучателя, $10^{-8} \text{ эрг с}^{-1}$ - для полупроводникового и 1 эрг с^{-1} для излучателя из металла.

Здесь необходимо сделать одно пояснение. В приведенных расчетах всюду предполагалось, что в точке наблюдения амплитуда гравитационной волны, приходящей из всего объема излучателя, складывается когерентно и софазно. Однако для этого необходимо выполнить два условия. Первое из них уже упоминалось и состоит в выборе направления наблюдения под углом $\theta = \arccos \frac{c}{v_{\phi}}$

к направлению распространения электромагнитной волны в плазме. Второе условие вытекает из необходимости учета протяженности источника излучения $\sqrt{S} \gg \lambda$ в направлении наблюдения. Это условие сводится к требованию обеспечения скорости распространения фазы колебания электронов в плазме в указанном направлении, равной c . Один из способов выполнения данного требования состоит в повороте фазовой плоскости волны возбуждения перед входом в излучатель на угол

$$\phi = \arctg \frac{\sqrt{1 - c^2/v_{\phi}^2}}{n}, \text{ где } n - \text{оптический показатель преломления среды перед излучателем.}$$

ломления среды перед излучателем.

Обсудим теперь ограничения на мощность электромагнитного возбуждения, подводимую к излучателю, исходя из условия допустимого его нагрева. Принятая частота соударений электронов в полупроводнике и металле $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ будет сохраняться до тех пор, пока температура излучателя в результате поглощения энергии возбуждения не поднимется на величину $\Delta T \sim 5^\circ$. При дальнейшем росте температуры произойдет резкое увеличение ν и, как следствие, падение амплитуды колебания электронов. При импульсном режиме работы излучателя приближенное уравнение теплового баланса плазмы будет

$$P \Delta t S = M q \Delta T, \quad /12/$$

где P - поглощаемая мощность электромагнитного возбуждения, Δt - время накачки, S - активная пло-

щадь излучателя, M - его масса и q - теплоемкость. Из /12/ следует

$$P = \frac{\rho q \Delta T}{a \Delta t}, \quad /13/$$

где было принято $M = S \delta \rho$ и $\delta = 1/a$. В этих выражениях δ по-прежнему означает глубину излучающего слоя и ρ - плотность вещества излучателя. С другой стороны, мощность электромагнитной волны, распространяющейся в плазме,

$$P = \frac{v_{\text{гр}}}{4\pi} E_t^2 = \frac{E_i^2}{\pi} v_{\text{гр}}. \quad /14/$$

Здесь $v_{\text{гр}}$ - есть групповая скорость волны в плазме, равная:

$$v_{\text{гр}} = \frac{|k|c^2}{\omega} = \frac{|\beta - ia|}{\omega} c^2.$$

В рассматриваемом случае $\beta \approx a \approx \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\nu \omega_0}{2}}$, поэтому

$v_{\text{гр}} = c \sqrt{\frac{\nu}{\omega_0}}$. Подставляя в /14/ значение $v_{\text{гр}}$, получим:

$$P = 4 \sqrt{\frac{\nu}{\omega_0}} P_i, \quad /15/$$

где P_i - полная мощность волны возбуждения, падающей на плазму. Для принятого значения $E_i \approx 10^5 \text{ В см}^{-1}$ величина $P_i = 3 \cdot 10^{14} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Из совместного ре-

шения /13/ и /15/ при учете $a = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\nu \omega_0}{2}}$ находим

допустимую длительность импульса возбуждения и излучения:

$$\Delta t = \frac{\rho q c \Delta T}{2\sqrt{2} \nu P_i}. \quad /16/$$

Подстановка в /16/ числовых значений параметров, характеризующих рассматриваемый твердотельный плазменный излучатель: $\rho \approx 5 \text{ г.см}^{-3}$; $q \approx 4 \cdot 10^7 \text{ эрг.град}^{-1} \text{ г}^{-1}$; $\Delta T = 5^\circ$; $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$; $P_i = 3 \cdot 10^{14} \text{ эрг.см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, дает $\Delta t = 3 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Видим, что $\Delta t \gg 1/\nu$, что хорошо удовлетворя-

ет условию формирования в плазме установившихся резонансных колебаний электронов. При этом будем иметь, как было показано выше, мощность гравитационного излучения в импульсе 1 эрг с^{-1} . Частота повторения работы излучателя будет определяться, естественно, интенсивностью съема с него избыточного тепла.

В случае непрерывного режима работы излучателя потребуется принудительное охлаждение жидким гелием. Допустимая мощность рассеяния при условии температурного ограничения будет

$$P = \frac{\mu \Delta T}{\delta}, \quad /17/$$

где μ - теплопроводность материала излучателя, ΔT - разность температур на охлаждаемой поверхности излучателя и его глубине δ .

Из совместного решения /15/ и /17/ следует величина P_i :

$$P_i = \frac{\mu \omega_0 \Delta T}{4\sqrt{2}c}. \quad /18/$$

Для проводников и полупроводников при температуре жидкого гелия $\mu \approx 10^4 \text{ эрг см}^{-1} \text{ с}^{-1} \text{ град}^{-1}$, поэтому из /18/ следует, что $P_i \leq 10^9 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ для излучателя из металла и $P_i \leq 5 \cdot 10^7 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ для излучателя из полупроводника. Отсюда находим допустимое значение амплитуды поля возбуждения: $E_i =$

$$= 300 \sqrt{\frac{4\pi P_i}{c}} = 100 \text{ В см}^{-1} \text{ для металла и } 40 \text{ В см}^{-1} \text{ для полупроводника.}$$

Используя данные значения E_i и формулу /10/, найдем мощность непрерывного гравитационного излучения равной $\sim 10^{-7} \text{ эрг с}^{-1}$ для полупроводникового излучателя и $10^{-11} \text{ эрг с}^{-1}$ для металлического.

В приведенных расчетах не учитывалось ослабление электромагнитной волны в плазме из-за внешнего и внутреннего фотоэффектов, так как при $\omega \approx \omega_0$ это явление очень слабо /9,10/.

Мы не делали никаких конкретных оговорок относительно класса проводящих материалов - проводников

и сверхпроводников, т.к. в диапазоне обсуждаемых частот они ведут себя одинаковым образом.

Из выполненного анализа видно, что при резонансной раскачке электронов в плазме появляется реальная возможность получения высокой интенсивности гравитационной радиации, составляющей 1 эрг с^{-1} в импульсном режиме и $10^{-7} \text{ эрг с}^{-1}$ в непрерывном режиме излучения. Практическая реализация плазменного излучателя будет сопряжена, естественно, с целым рядом технических и инженерных трудностей. Однако эти проблемы не относятся к категории принципиально неразрешимых. Плазменный излучатель, как сейчас представляется, может быть разработан практически в любой рядовой физической лаборатории. Геометрическая малость источника и его высокая интенсивность излучения, а также сравнительно низкая мощность лазерной накачки являются подкупающими в плане решения задачи по постановке полного лабораторного гравитационно-волнового эксперимента.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить А.А.Соколова, Н.А.Черникова, В.Б.Брагинского, Н.С.Шавахину и Л.А.Чумичеву за плодотворные обсуждения проблемы, изложенной в данной работе.

Литература

1. А.Ф.Писарев. ЭЧАЯ, 6, 244 /1975/.
2. А.А.Соколов, Д.В.Гальцов, Ю.В.Грац. В сб. "Классическая и квантовая теория гравитации". Институт физики АН БССР, Минск, 1976, стр. 4.
3. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. Физматгиз, 1962.
4. Н.И.Калитеевский. Волновая оптика. Наука, М., 1971.
5. А.Л.Микаэлян, М.Л.Тер-Микаэлян, Ю.Г.Турков. Оптические генераторы на твердом теле. Сов. радио, М., 1967.
6. В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. Наука, М., 1967.
7. В.Е.Голант. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. Наука, М., 1968.

8. *А.В.Соколов. Оптические свойства металлов. Физматгиз, М., 1961.*
9. *Т.Мосс. Оптические свойства полупроводников. ИЛ, М., 1961.*
10. *Н.Кролл, А.Трайвеллис. Основы физики плазмы, Мир, М., 1975.*

*Рукопись поступила в издательский отдел
10 ноября 1976 года.*