

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ИМПУЛЬСОМ ЛАЗЕРА

Г. А. Аскаръян, И. М. Раевский

Исследовано возбуждение высокочастотных электромагнитных колебаний при воздействии лазерного импульса на электрод, включенный в резонансный контур. Обнаружено резкое усиление амплитуды колебаний при укорочении фронта лазерного импульса. Получены амплитуды колебаний тока ~ 100 А при частотах ~ 100 МГц. Обсуждается возможность возбуждения колебаний субсантиметрового и субмиллиметрового диапазона с помощью пикосекундных лазерных импульсов при использовании полосковых или объемных резонансов, а также резонансная раскачка колебаний модулированным лазерным воздействием. Отмечаются возможные применения обнаруженных эффектов.

В последние годы интенсивно исследуется генерация мощных квазистатических токов и магнитных полей в световой [1 — 3] и СВЧ [4] плазме при воздействии излучения на электрод.

В данной работе исследуется новое явление — возбуждение интенсивных высокочастотных электромагнитных колебаний при воздействии лазерных импульсов на электрод в резонансной цепи.

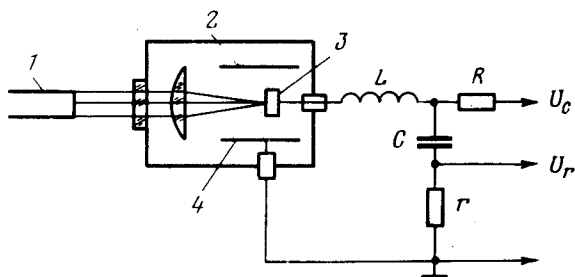


Рис. 1. Схема установки: 1 — лазер; 2 — вакуумная камера; 3 — медная мишень; 4 — заземленный цилиндр

Схема опыта дана на рис. 1. Импульсное излучение от модулированного неодимового лазера (1) мощностью до 300 МВт и изменяемой формой импульса фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 8,5 см в вакуумную камеру (2) на медную мишень (3), окруженную заземленным медным цилиндром (4) радиуса 1 см. Мишень включалась в цепь с собственной резонансной частотой ν_0 , зависящей от индуктивности цепи $L \approx 10^2$ нГн и емкости C , изменяемой в пределах $20 + 10^4$ пФ ($\nu_0 \approx 150 + 4$ МГц). Напряжение U_C на конденсаторе через сопротивление $R = 10$ кОм по кабелю подавалось на осциллограф. Для дополнительного контроля вместо конденсатора или последовательно с ним в цепь контура включалось безиндукционное низкоомное сопротивление $r = 0,2$ Ом, напряжение U_r , с которого характеризовало ток в цепи.

Давление в камере составляло 10^{-2} мм рт. ст. при котором амплитуда лазерно-эмиссионного тока была максимальна. (Наличие такого

максимума было обнаружено нами впервые в [3] и позже повторено в [5, 6]).

Определялась эффективность генерации колебаний в цепи в зависимости от величины и формы лазерного импульса.

На рис. 2, а дана осциллограмма колебаний напряжения с конденсатора при воздействии лазерного импульса, имеющего почти гауссову форму с полушириной 40 нсек. При использовании лазерного импульса с резким фронтом амплитуда колебаний возрастала во много раз (рис. 2, б). Такой лазерный импульс получался из исходного пропусканием его через металлизированную лавсановую пленку, укорачивающим фронт до нескольких нсек. Укорочение фронта лазерного импульса дает обострение фронта тока и в цепи без конденсатора (рис. 2, в и г).

При воздействии резкого лазерного импульса на мишень с резонансной цепью было observed увеличение в десятки раз амплитуды колебаний (особенно сильно увеличение для малых емкостей $C \approx 100$ пФ), причем колебания и напряжения и тока были знакопеременные. Это показало, что через межэлектродный промежуток идет ток и обратной полярности (зажигание обратного разряда или емкостное замыкание в межэлектродном промежутке с лазерной плазмой).

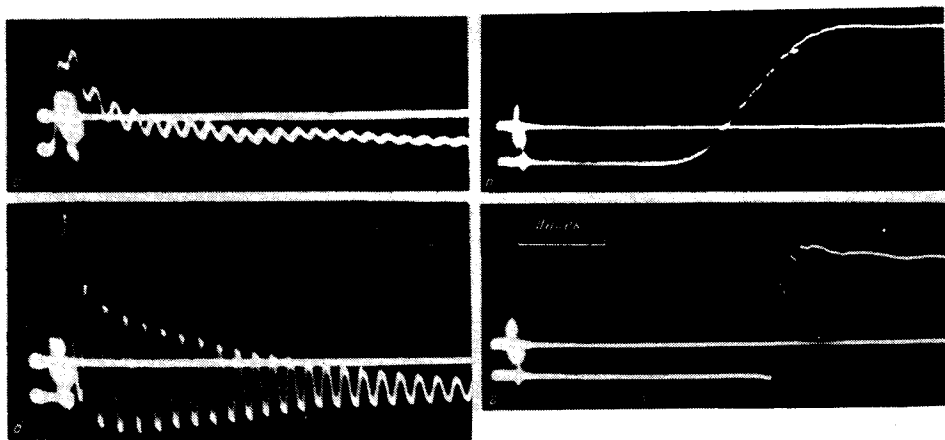


Рис. 2. Осциллограммы колебаний и импульсов при воздействии лазера на мишень: а — колебания U_C в резонансной цепи ($C \approx 100$ пФ, $\nu_0 = \approx 45$ МГц) при воздействии необрезанным лазерным импульсом. Видно, что амплитуда колебаний мала по сравнению с амплитудой повышения потенциала; б — колебания U_C в той же резонансной цепи при воздействии импульса с подрезанным фронтом. Видно резкое увеличение амплитуды колебаний; в — импульс тока в цепи без емкости при воздействии необрезанного лазерного импульса; г — то же при воздействии лазерного импульса с подрезанным фронтом. Видно укорочением фронта нарастания тока

Амплитуды колебаний были соизмеримы с начальными выбросами напряжения, что характерно для ударного возбуждения контура. Дейст-

вительно, амплитуда A_0 колебания при возбуждении контура с резонансной частотой ω_0 при включении ЭДС определится из уравнения.

$$\ddot{U}_C + \omega_0^2 U_C = E(t)\omega_0^2.$$

Например, при $E(t) = E_0(1 - e^{-t/\tau\Phi})$ амплитуда колебаний $A_0 \approx E_0 / \sqrt{1 + (\omega_0 \tau\Phi)^2}$ при устанавливающемся напряжении $U_\infty = E_0$, т. е. $A_0 / U_\infty \approx 1 / \sqrt{1 + (\omega_0 \tau\Phi)^2}$. Видно, что при $\omega_0 \tau\Phi \gg 1$ амплитуда колебаний мала, но с уменьшением длительности $\tau\Phi$ фронта она нарастает. Для необрезанного импульса $\omega_0 \tau\Phi \gg 1$ для не очень больших C , поэтому укорочение фронта существенно. Практически для всех C нарастание импульса при подрезке фронта можно было считать мгновенным. Поэтому можно просто оценить влияние длительности ЭДС на возбуждение колебаний полагая $E(t) \approx E_0 e^{-t/T}$ для $t > 0$, где T — длительность термоэдс (\sim сотен нсек). Решая то же уравнение колебаний, получим

$$U_C \approx E_0 \frac{(\omega_0 T)^2}{1 + (\omega_0 T)^2} \left\{ \frac{\sqrt{1 + (\omega_0 T)^2}}{\omega_0 T} \sin(\omega_0 t + \phi) + e^{-t/T} \right\},$$

где $\phi = \text{arctg}(\omega_0 T)$, т. е. при $\omega_0 T \gg 1$ $U_C \approx E_0 \{\cos \omega_0 t + e^{-t/T}\}$, а при $\omega_0 T \ll 1$ (малые частоты при больших емкостях) $U_C \approx E_0 (\omega_0 T) \{\sin \omega_0 t + e^{-t/T}\}$ т. е. амплитуда колебаний уменьшается с уменьшением частоты колебаний. Это объясняет то, что амплитуда колебаний была максимальна для малых емкостей.

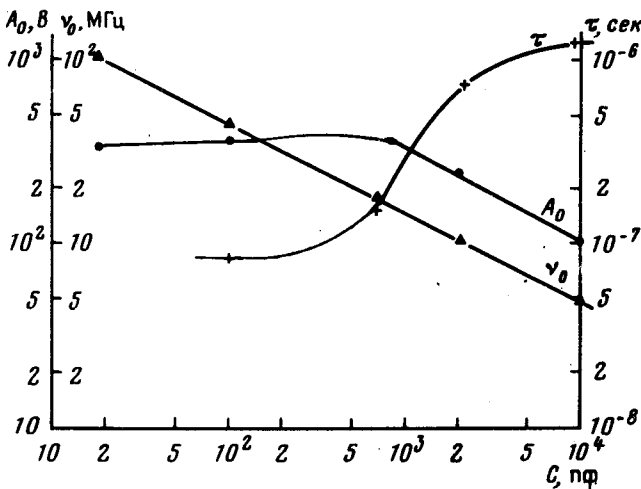


Рис. 3. Экспериментальные зависимости амплитуды A_0 ; частоты ν_0 и времени затухания τ от емкости C

Были наблюдаемы амплитуды колебаний \sim сотен вольт и токов в десятки ампер с частотами до 100 МГц. На рис. 3 даны зависимости амплитуд колебаний напряжения, тока, частоты колебаний и время затухания

хания колебаний. Так как спад ЭДС был гораздо плавнее фронта, спад не возбуждал колебания и затухание колебаний зависело в основном от затухания в цепи, т. е. от отношения $L/R_{\text{полн}}$ где $R_{\text{полн}} = r + R_{\text{плазм}}$. По времени затухания порядка десятых долей мксек можно было оценить сопротивление плазмы, которое оказалось порядка десятых долей Ома. Характерно, что с увеличением C время затухания увеличивалось.

В ряде случаев наблюдались (при измерении U_p) несимметричные колебания тока, в которых амплитуды и длительности полупериодов обратных колебаний отличались в несколько раз от прямых (обратный ток был меньше, но длился дольше), что было связано, по-видимому, с вентильными свойствами плазменного промежутка.

Были наблюдаемы колебания с частотой > 150 МГц и без специальной емкости, на собственной емкости цепи.

Переход к более резким фронтам или коротким импульсам позволит перейти к возбуждению колебаний диапазона собственных частот полосковых линий и резонаторов, т. е. СВЧ и мм диапазона (напомним, что длительность фронтов пикосекундных лазерных импульсов $\sim 1 + 10$ псек соответствует даже диапазону субмиллиметровых волн).

Укорочение фронта лазерного импульса может увеличивать эффективность возбуждения не только из-за ударного характера возбуждения, но и из-за возможного увеличения температуры и ЭДС лазерной плазмы.

Возможна резонансная раскачка колебаний модулированным лазерным излучением или последовательностью импульсов, создающих импульсы ЭДС синхронно с раскачиваемыми колебаниями, что может привести к увеличению КПД преобразования лучевой энергии в ток. В режиме многоимпульсной генерации было экспериментально получено скачкообразное увеличение еще не затухших лазероэмиссионных токовых импульсов, созданных предыдущими лазерными импульсами при интервалах между импульсами $50 + 100$ нсек, что показывает возможность многократной и резонансной раскачки.

Возможно, что наблюдаемая недавно [4] высокая эффективность преобразования СВЧ-мощности в токовую связана именно с такими скрытыми резонансами плазменных слоев и электродов и может быть еще более повышена их рациональным подбором.

Возможны и другие использования такого возбуждения для создания антенных сигналов [7].

Усиление лазерно-эмиссионных стартовых токов внешним электрическим полем при воздействии лазерного луча (секционированного или падающего на рифленую мишень [8]) может обеспечить продвижение в диапазон высоких частот и больших мощностей.

Физический институт им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 мая 1980 г.

Литература

- [1] R.E.Honig. Appl. Phys. Lett., 3, 8, 1963.
- [2] N.R.Isenor. J. Appl. Phys., 36, 316, 1965.

- [3] Г.У.Арифов, Г.А.Аскарьян, И.М.Раевский, Н.М.Тарасова. ЖЭТФ, 55, 386, 1968; Г.А.Аскарьян, М.С.Рабинович, А.Д.Смирнова, В.Б.Студенов. Письма в ЖЭТФ, 5, 116, 1967.
- [4] Г.А.Аскарьян, Г.М.Батанов, Н.К.Бережецкая, С.И.Грицинин, И.А.Косый, И.М.Раевский. Письма в ЖЭТФ, 29, 706, 1979.
- [5] M.J.Drouet, H.Pepin. Appl. Phys. Lett., 28, 426, 1976.
- [6] M.J.Drouet, R.Bolton, J.Sant-Hilaire, P.Kieffer, Z.Szill, H.Pepin, J.Grek, A.Thibaudeau, K.Trepanier. Appl. Phys. Lett., 29, 469, 1976.
- [7] Г.А.Аскарьян, М.С.Рабинович, А.Д.Смирнова, В.К.Степанов, В.Б.Студенов. Письма в ЖЭТФ, 4, 182, 1966.
- [8] И.Н.Арутюнян, Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 65, 2214, 1973.
-