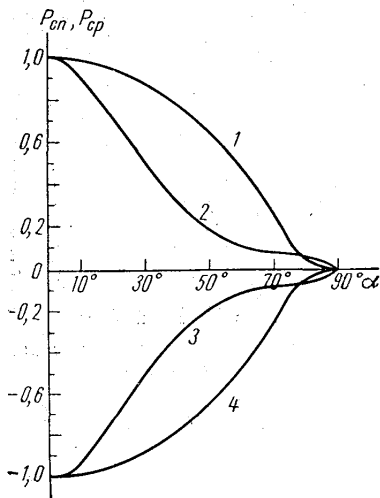


Вопрос о существовании чистого $V+A$ -варианта взаимодействия $\left(-\frac{C_A}{C_V} = -1\right)$

электронного ($\bar{\nu}_e$) и мюонного ($\bar{\mu}\nu'$) токов обсуждался нами в предыдущей работе [11] при рассмотрении слабых лептонных процессов.



Угловое распределение степени продольной поляризации P_{cf} конечного нуклона в реакциях (1) — (4) при $\kappa = 1 \text{ Гэв}$, $\lambda = 1,2$: кривая 1 — P_{cf} для $\nu'p \rightarrow \pi^+$, 2 — P_{cf} для $\bar{\nu}\mu p \rightarrow \pi^+$, 3 — P_{cf} для $\nu'n \rightarrow \pi^-$, 4 — P_{cf} для $\bar{\nu}\mu n \rightarrow \pi^-$.

Измерение углового распределения мюонов и степени продольной поляризации нейтронов (протонов) отдачи в упругих нейтрино-нуклонных взаимодействиях может позволить выяснить вопрос о том, взаимодействует ли мюонный ток ($\bar{\mu}\nu'$) с нуклонным током посредством $V+A$ -связи, а также проверить предсказания теории четырехкомпонентного нейтрино относительно спиральности мюонных нейтрино ($\nu' \equiv \nu_R$) и антинейтрино ($\bar{\nu}' \equiv \bar{\nu}_L$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Danby G., Gaillard J. M., Goulianos K., Lederman L. M., Mistry N., Schwartz M., Steinberger J. Phys. Rev. Lett., 9, 36, 1962.
2. Понтекерво Б. М. ЖЭТФ, 37, 1751, 1959; Schwartz M., Phys. Rev. Lett., 4, 306, 1960.
3. Feynman R., Gell-Mann M. Phys. Rev., 109, 193, 1958.
4. Lee T. D., Yang C. N. Phys. Rev., 126, 2239, 1962.
5. Соколов А. А., Керимов Б. К. Ann. der Phys., 7, 46, 1958.
6. Nishijima N. Phys. Rev., 108, 907, 1957; Kawakami I. Progr. Theor. Phys., 19, 459, 1958.
7. Керимов Б. К. «Изв. АН СССР», сер. физ., 25, 157, 1961.
8. Iso S. Nuovo Cim., 25, 456, 1962.
9. Соколов А. А. Phys. Lett., 3, 211, 1963.
10. Керимов Б. К., Романов Ю. И. ЖЭТФ, 47, 1123, 1964.
11. Керимов Б. К., Романов Ю. И. «Изв. АН СССР», сер. физич., 29, 1172, 1965. (Доклад на научной сессии по физике высоких энергий. Москва, июнь, 1966).

Поступила в редакцию
14. 12 1966 г.

Кафедра
теоретической физики

В. Н. РУДЕНКО

ИМПУЛЬС, ПЕРЕДАВАЕМЫЙ МИШЕНИ ЛУЧОМ ОКГ

Информация о процессах, сопровождающих взаимодействие мощного электромагнитного импульса с веществом, может быть получена, например, при изучении механических эффектов, которые при этом возникают.

Нейман [1], измеряя импульс, который получает мишень под действием сфокусированного лазерного излучения, наблюдал возрастание эффекта отдачи в струе испарения (в 2—5 раз), при переводе ОКГ из режима свободной генерации в режим с модулированной добротностью. Нейман пытался также исследовать зависимость импульса отдачи от интенсивности падающего излучения, меняя фокусировкой размеры светового пятна. При этом качественного различия в эффекте для обоих режимов работы лазера не отмечалось, и был сделан вывод, что величина эффекта растет с увеличением плотности мощности.

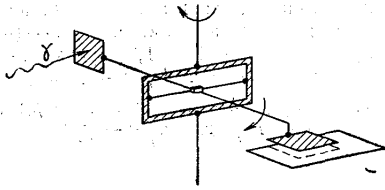


Рис. 1

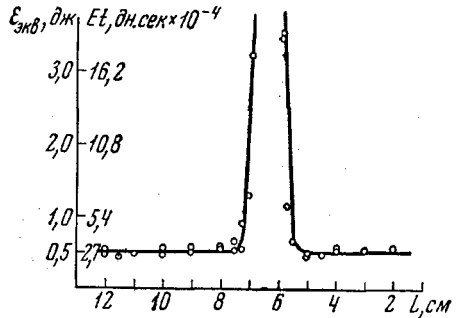


Рис. 2

Однако в работе Грегга и Томаса [2] обнаружено существование оптимальной интенсивности, обеспечивающей максимальный для данной мишени импульс отдачи. Эксперимент был проведен с помощью ОКГ, у которого выходная мощность могла меняться в достаточно широких пределах.

По-видимому, тот же самый эффект наблюдал автор настоящего сообщения в условиях, аналогичных условиям опытов Неймана.

Крутильный маятник (рис. 1) подвешивался в вакууме $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. ОКГ на рубине ($l=120$ мм, $d=12$ мм) имел два режима: а) $E=0,5+0,7$ Дж; $\tau_u=500$ мксек, б) $E=0,4$ Дж; $\tau_u=120$ мксек.

Вторая степень свободы маятника в вертикальной плоскости давала возможность измерять выброшенную массу (с помощью емкостного датчика). Чувствительность к изменению массы была на уровне $1 \cdot 10^{-4}$ г. Для режима гигантского импульса этот уровень оказался слишком грубым. На рис. 2 показаны результаты эксперимента для посеребрянной медной мишени. Параметры маятника были: период $\tau_0 \cong 20$ сек, момент инерции $I \cong 15$ г·см². Лазер работал в режиме (а). По оси абсцисс отложено расстояние линзы с $f=30$ см от некоторой фиксированной точки, по оси ординат — импульс, полученный маятником. Постоянный уровень соответствует эффекту светового давления, по величине которого измерялась энергия ОКГ. Подъем указывает на наличие испарения с поверхности мишени. Порог разрушения в данном случае $\sim (500 \pm 100)$ Дж/см².

В зоне испарения импульс измерялся на маятнике с параметрами $I \cong 300$ г·см², $\tau_0 \cong 10$ сек. Результаты представлены на рис. 3. Нижняя кривая относится к режиму (а), верхняя к режиму (б). Использовалась линза с $f=22$ см. Максимальный импульс в режиме (б) мишень получает не в фокальной точке, как в режиме (а), а при некоторой дефокусировке. Оценка оптимальной плотности мощности для свинца и кадмия дает величину $\sim 10^8$ ватт/см², не противоречащую результатам [2]. В режиме (а) в фокусе для свинцовой мишени потеря массы достигала $\Delta m \cong 8 \cdot 10^{-4}$ г. В режиме (б) чувствительности не хватало, т. е. $\Delta m < 1 \cdot 10^{-4}$ г.

По-видимому, обнаруженный эффект может быть вызван поглощением и отражением энергии излучения плазмой, которая при этом возникает. Грубые оценки, следующие ниже, не исключают такой возможности.

Для установившегося процесса испарения средняя концентрация атомов в струе будет

$$\bar{n}_{\text{ср}} \sim \frac{1}{v_a} \frac{dn}{dt} = \frac{G}{\left(\lambda + \frac{1}{2} v_a^2\right) \mu v_a}$$

В наших условиях плотность мощности $G \cong 4 \cdot 10^{16}$ эрг/см²·сек, удельная энергия испарения $\lambda \cong 10^{10}$ эрг/гр, атомный вес свинца $\mu \cong 3 \cdot 10^{-22}$ г, скорость атомов $v_a \leq 10^6$ см/сек, как следует из экспериментов Линлора [3]. Соответственно, $\bar{n}_{\text{ср}} \cong 3 \cdot 10^{20}$ ат/см³.

Полагая, что основным механизмом ионизации является лавина, оценим время θ , за которое электрон наберет энергию, равную потенциалу ионизации свинца $I=7,4$ эв

$$\theta = 1,2 \cdot 10^{21} / Gv_{\text{эфф}}$$

(обозначения те же, что и в [4]). Для скорости электрона $v_e \sim 10^8$ см/сек получим $v_{\text{эфф}} = 3 \cdot 10^{-13}$ сек $^{-1}$ и $\theta = 10^{-9}$ сек $\ll \tau_c$.

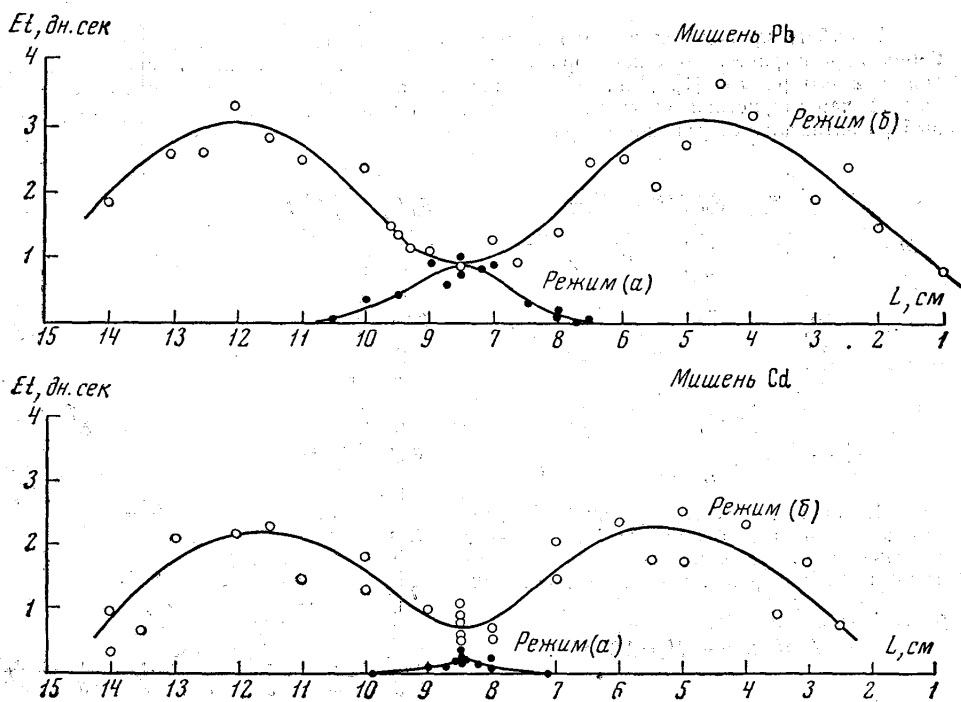


Рис. 3

Таким образом, продукты испарения будут сильно ионизированы, плотность плазмы близка к критической для рубинового излучения $3 \cdot 10^{21}$ ат/см 3 и процессы поглощения и отражения световой энергии плазмой, по-видимому, могут играть существенную роль.

Автор благодарен В. Б. Брагинскому, В. Т. Платоненко, С. А. Ахманову и И. И. Минаковой за обсуждение работы. М. В. Краевскому и М. И. Куклачеву за помощь в измерениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Neuman F. Appl. Phys. Lett., 4, 167, 1964.
2. Gregg D., Thomas S. J. Appl. Phys., 37, 2787, 1966.
3. Linfor W. Appl. Phys. Lett., 3, 210, 1963.
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.

Поступила в редакцию
14.12.1966 г.

Кафедра
физики колебаний