2. Кузьмин Р. Н. Автореферат докторской диссертации. МГУ, 1969.
3. Лебедев В. А., Лебедев Р. А., Бабешкин А. М., Несмеянов А. Н. «Вестн. Моск. ун-та», химия, № 4, 16, 1968.
4. Годовиков С. К., Кузьмин Р. Н. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 262, 1970.
5. Чижиков Д. М., Счастливый В. П. Теллур и теллуриды. М., «Наука», 1966.
6. Засимов В. С., Кузьмин Р. Н., Фиров А. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 3, 324, 1971.
7. Shierley D. A., Kaplan M., Axel P. Phys. Rev., **123**, 816, 1961.
8. Брюханов В. А., Делягин Н. Н., Кузьмин Р. Н., Шпинель В. С. ЖЭТФ, **46**, 1996, 1964.
9. Джелепов Б. С., Пеккер Л. К., Сергеев В. С. Схемы распада радиоактивных ядер. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1963.

Поступила в редакцию
10.2 1972 г.

Кафедра
физики твердого тела

Г. Е. ГОРЕЛИК

АНТИГРАВИТАЦИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД

Следует обратить внимание на любопытное свойство антигравитации электрического заряда. Имеется в виду не тривиальная «антигравитация», соответствующая отталкиванию одноименных зарядов, а поведение нейтральной частицы в поле заряженной частицы в рамках общей теории относительности.

Давно известно решение уравнений Эйнштейна вне сферически симметричного электрически заряженного распределения вещества.

Это решение Нордстрема—Рейснера:

$$dS^2 = \Phi(r)\, dt^2 - \frac{dr^2}{\Phi(r)} - r^2 d\Omega^2 \quad (c = 1),$$

$$\Phi(r) = 1 - \frac{2\varkappa m}{r} + \frac{\varkappa e^2}{r^2},$$

m — масса, e — заряд.

В случае $e > \sqrt{\varkappa}\, m$ эта метрика имеет только истинную особенность при $r=0$. Можно показать, что сингулярная область, как и в случае $e < \sqrt{\varkappa}\, m$ [1], трехмерна.

Движение нейтральной пробной частицы описывается уравнениями геодезической

$$\frac{d^2x^\nu}{dS^2} + \Gamma^\nu_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{dS} \frac{dx^\beta}{dS} = 0,$$

которые в случае радиального движения ($\varphi=\mathrm{const}$, $\theta=\mathrm{const}$) легко интегрируются

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \Phi^2(r) \left(1 - \frac{1}{a^2}\, \Phi(r)\right),$$

a — константа интегрирования. Для инфинитного движения

$$a = \frac{\varepsilon}{m_0} \geqslant 1.$$

Как легко видеть, покоящийся наблюдатель увидит, что частица (нейтральная!) приблизится на минимальное расстояние

$$r_0 = \frac{e^2}{m} \left[1 + \sqrt{1 - (1 - a^2)\, \frac{e^2}{\varkappa m^2}}\right]^{-\frac{1}{2}}$$

и начнет удаляться от центра в том же пространстве. (В случае $e < \sqrt{\varkappa}\, m$ частица (заряженная) выходит в R — область, находящуюся в абсолютном будущем относительно исходного пространства [2].) Таким образом заряженный гравитирующий центр отталкивает нейтральную частицу.

Это поле интересно еще тем, что в нем можно осуществить колебательное движение (с точки зрения покоящегося наблюдателя). Колебательным будет движение частицы, для которой $a<1$. В случае малых колебаний период не зависит от амплитуды и равен

$$T=2\,.\,\frac{e^2}{m}\,\frac{e^2}{\varkappa m^2}\left(\frac{e^2}{\varkappa m^2}-1\right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Что касается реальности соотношения $e>\sqrt{\varkappa}\,m$, заметим, что для протона и электрона это соотношение выполняется

$$e_p\approx 10^{18}\sqrt{\varkappa}\,m_p.$$

Поэтому достаточно, чтобы на 10^{18} нуклонов был хотя бы один протон, не скомпенсированный электроном, чтобы $e>\sqrt{\varkappa}\,m$.

В астрофизике такая ситуация ($e>\sqrt{\varkappa}\,m$) могла бы возникнуть, если учесть гравитационный дефект масс (масса полузамкнутого распределения, наблюдаемая внешним наблюдателем, может быть сколь угодно мала [3]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Geroch R. J. Math. Phys., 9, 450, 1968.
2. Новиков И. Д. «Астрономический журнал», 43, 911, 1966.
3. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Релятивистская астрофизика. М., «Наука», 1967.

Поступила в редакцию
12.12 1971 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 621.37.83 : 535.353

Э. А. АСМАРЯН

ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ НА ИНТЕНСИВНОСТИ ЕСТЕСТВЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В He—Ne ЛАЗЕРЕ

Влияние столкновений на излучение в газовых лазерах исследовалось в ряде работ [1—3]. В работе [1] анализ роли столкновений состоял в решении системы уравнений для матрицы $\widehat{\sigma}$, определяющей мощность излучения, и в последующем усреднении полученного решения по параметрам столкновений. В работах [4, 5] определяются интенсивности источников флуктуаций в газовых лазерах на основе системы уравнений для элементов матрицы плотности с диссипативными параметрами γ_a, γ_b, γ_{ab}, зависящими от давления. Тем самым учитывается влияние столкновений на времена жизни атомов в возбужденных состояниях. Влияние же столкновений на форму допплеровского контура не учитывается.

В настоящей работе исследуются интенсивности источников естественных флуктуаций с учетом столкновений, меняющих скорости атомов. В систему уравнений для элементов матрицы плотности, используемую в [4, 5], соответствующим образом вводятся интегралы столкновений, описывающие ту или иную модель упругих столкновений:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{V}\frac{\partial}{\partial\vec{R}}\right)f_a(\vec{R},\vec{V},t)=\frac{ie}{\hbar}(\vec{r}_{ab}f_{ba}-\vec{r}_{ba}f_{ab})\vec{E}-\gamma_a(f_a-f_a^0)+S_a,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{V}\frac{\partial}{\partial\vec{R}}\right)f_b(\vec{R},\vec{V},t)=-\frac{ie}{\hbar}(\vec{r}_{ab}f_{ba}-\vec{r}_{ba}f_{ab})\vec{E}-\gamma_b(f_b-f_b^0)+S_b,$$