вов в вакууме в сильной мере зависит от парциального давления паров воды. При прогревах в сверхвысоком вакууме процесс термодесорбции координационно-связанных молекул воды превалирует над обратной адсорбцией, и поверхность заряжается отрицательно. При этих условиях температурные границы удаления гидроксильных групп и разрушения окисной пленки [6, 7] сдвинуты, по-видимому, в область более низких температур. Благодаря этому вся кривая $Y_{S0}(T_{пр})$ в области $T_{пр} > 500$ K сдвинута влево по сравнению с кривой *1*, рис. 1.

Авторы выражают глубокую благодарность В. Ф. Киселеву за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ржанов А. В. Электронные процессы на поверхности полупроводников. М., 1971.
2. Kiselev V. F., Kozlov S. N., Novototski-Vlasov Yu. F., Prudnikov P. V. «Surf. Sci.», 1960, 11, 111.
3. Sochanski J., Gatos H. «Surf. Sci.», 1969, 13, 393.
4. Де Бур Я. Динамический характер адсорбции. М., 1962, с. 22.
5. Козлов С. Н., Новотоцкий-Власов Ю. Ф., Киселев В. Ф. «Физ. и техн. полупроводников», 1972, 6, 2102.
6. Романова Г. Ф., Степко Ф. Н. В сб.: «Электронные процессы на поверхности и в монокристаллических слоях полупроводников». Новосибирск, 1967.
7. Law M. J. D., Madison N., Ramamurthy P. «Surf. Sci.», 1969. 13, 238.

Поступила в редакцию
3.6 1977 г.
Кафедра общей физики
для химиков

УДК 530.12:531.18:537.86

Л. С. Кузьменков
Н. Д. Наумов

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ВОЛНА В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ И ОПЫТЫ ПО КРАСНОМУ СМЕЩЕНИЮ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Опыт Паунда и Ребки [1] является, по сути дела, единственным лабораторным экспериментом, обнаруживающим изменение частоты электромагнитного излучения в гравитационном поле. Однако традиционная интерпретация факта возрастания частоты света с увеличением абсолютной величины потенциала гравитационного поля $\Phi(x)$ связана, на наш взгляд, с определенными трудностями. Действительно, производная эйконала по времени $\partial\psi/dt = -\omega_0$ в стационарном гравитационном поле постоянная. Чтобы найти зависимость частоты от потенциала поля $\omega = \omega(\Phi)$, обычно вводится для каждой точки M пространства-времени свое собственное время $\tau = \tau(M)$ [2]. Тогда $\omega(\Phi) = -\partial\psi/\partial\tau$. При таком постулате зависимости τ от Φ следует рассматривать в собственном времени не только электромагнитные колебания, но и все физические процессы в окрестности точки M.

Пусть гармонический осциллятор *I* расположен у поверхности Земли и излучает электромагнитную волну с частотой ω_0, а идентичный осциллятор II служит приемником на высоте h. Во времени τ частота излучения на высоте h равна частоте осциллятора II $\omega_{II} = \omega(\Phi) = -\partial\psi/\partial\tau$, т. е. сдвиг частоты $\Delta\omega = 0$. Если же предположить, что частота света не изменяется с высотой, но $\tau = \tau(M)$, то $\Delta\omega \neq 0$. Таким образом, одним только изменением масштаба времени нельзя добиться удовлетворительного объяснения опыта Паунда и Ребки. Имеются также эксперименты [3], в которых измерена величина красного смещения при наблюдении края солнечного диска, в полтора раза большая теоретически предсказанной.

Найдем волновые решения уравнений Максвелла в однородном поле тяжести и рассмотрим другую возможную интерпретацию опытов по красному смещению спектральных линий.

В работах [4, 5] было показано, что единственным классом римановых метрик пространства событий, удовлетворяющих динамическому принципу соответствия в формулировке: «При движении частицы в гравитационном поле существует (своя для каждой точки M) инерциальная система отсчета, в которой поведение частицы в окрестности точки M определяется уравнениями Ньютона», являются метрики вида

$$ds^2 = \frac{\Lambda^4}{c^4} dx^{02} - \frac{\Lambda^2}{c^2} (dx^2 + dy^2 + dz^2), \tag{1}$$

где $\Lambda^2 = c^2 + \Phi(x)$. Используя (1), можно получить уравнения Максвелла для свободного электромагнитного поля

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial x^0}, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \tag{2}$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial x^0}, \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = 0, \tag{3}$$

где $\mathbf{E} = \frac{\Lambda}{c} \mathbf{D}$, $\mathbf{H} = \frac{\Lambda}{c} \mathbf{B}$. Уравнения (2), (3) совпадают по форме с уравнениями для волн в среде. Существенно, что при этом волновой импеданс не зависит от гравитационного потенциала.

В случае однородного поля тяжести $\Phi = -az$. При условии, что волна распространяется вдоль оси z, из (2), (3) получим

$$\Lambda \frac{\partial}{\partial z} \left(\Lambda \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} \right) - \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \tag{4}$$

$$\Lambda \frac{\partial}{\partial z} \left(\Lambda \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} \right) - \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0. \tag{5}$$

Введем новую переменную

$$\xi = \frac{2c^2}{a} - \frac{2c}{a} \Lambda. \tag{6}$$

Тогда уравнения (4), (5) сводятся к волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0. \tag{7}$$

Поэтому решения уравнений (4), (5) имеют вид

$$f = f_1 (x^0 + \xi) + f_2 (x^0 - \xi), \tag{8}$$

где f_1 и f_2 — произвольные функции. Из (8) следует, что фазовая скорость распространения волн равна

$$c(\Phi) = \Lambda = \sqrt{c^2 + \Phi(x)}. \tag{9}$$

Предположение о зависимости скорости света от гравитационного потенциала было сделано в 1911 г. Эйнштейном [6] и использовано в последнее время Линденом [7]. Однако Линден постулирует конкретную форму этой зависимости $c(\Phi)=ce^{-2\Phi/c^2}$, которая отличается от соответствующей формулы Эйнштейна и от полученной выше зависимости (9).

Из решения (8) видно, что при распространении света в однородном поле тяжести изменяется также и длина волны.

Найдем сначала зависимость $\omega=\omega(\Phi)$. Для этого заметим, что процессы распространения света в гравитационном поле и в соответствующей неинерциальной системе отсчета согласно принципу эквивалентности тождественны. Скорость этой системы отсчета в точке M равна

$$v=\Lambda\sqrt{1-\frac{\Lambda^4}{c^4}}, \tag{10}$$

а собственное время

$$d\tau=dt\sqrt{1-\frac{v^2}{\Lambda^2}}=dt\frac{\Lambda^2}{c^2}. \tag{11}$$

Частота света в точке M, измеряемая в движущейся со скоростью (10) системе отсчета, в гравитационном поле равна частоте света в точке M при отсутствии гравитационного поля. Поэтому на основании (11) имеем

$$\omega(\Phi)=\omega_0\frac{c^2}{\Lambda^2}, \tag{12}$$

где ω_0 — частота волны при $\Phi=0$.

Вблизи поверхности Земли на высоте h сдвиг частоты равен

$$\Delta\omega\approx\omega_0\frac{gh}{c^2}, \tag{13}$$

что находится в согласии с опытом Паунда и Ребки.

При наблюдении края солнечного диска наряду с результатами, подтверждающими предсказанную теоретически [2] величину изменения длины волны

$$\Delta\lambda=\lambda_0\frac{\Phi}{c^2}, \tag{14}$$

имеются также экспериментальные измерения смещения примерно в полтора раза большего [3]. Эти измерения находятся в согласии с уравнениями Максвелла (2), (3). Действительно, дисперсионное соотношение для электромагнитных волн в гравитационном поле, как видно из (1)—(3), имеет вид $\omega\lambda/2\pi=\Lambda(\Phi)$. Поэтому

$$\lambda(\Phi)=\frac{2\pi\Lambda}{\omega(\Phi)}=\lambda_0\frac{\Lambda^3}{c^3}\approx\lambda_0\left(1+\frac{3}{2}\frac{\Phi}{c^2}\right). \tag{15}$$

Таким образом, сформулированный выше динамический принцип соответствия приводит к удовлетворительному объяснению экспериментальных результатов по красному смещению спектральных линий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pound R. V., Rebka G. A. «Phys. Rev. Lett.», 1960, 4, 337.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1973.
3. Adam M. G. «Proc. Roy. Soc.», 1962, 270A, 297.

4. Кузьменков Л. С. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1975, 16, № 2.
5. Кузьменков Л. С. «Изв. вузов. Физика», 1975, № 5.
6. Эйнштейн А. Собр. науч. трудов. М., 1967.
7. Linden T. L. J. «Int. J. Theor. Phys.», 1972, 5, N 5.

Поступила в редакцию
28.6 1977 г.
Кафедра
теоретической физики

УДК 539.172.3:539.2

А. А. Опаленко
О. И. Воробьева

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ ЭФФЕКТА МЁССБАУЭРА НА Te^{125}

Для определения абсолютного значения вероятности эффекта Мёссбауэра в опытах на пропускание γ-квантов необходимо измерять долю резонансных γ-квантов от всех зарегистрированных детектором (в пределах окна дифференциального дискриминатора импульсов). Для спектра испускания Te^{125} при регистрации по пику вылета с энергией 6,9 кэВ (на кристалле NaI (Tl)) доля резонансных γ-квантов будет

$$\varkappa_0 = I_{0\gamma}/(I_{0\gamma} + I_{0x}) = 1/(1 + I_{0x}/I_{0\gamma}),$$

где $I_{0\gamma}$ и I_{0x} — интенсивности гамма-излучения и рентгеновского излучения, зарегистрированные детектором.

Значение $\varkappa$ предопределяется изотопным составом источника (степенью радиохимической чистоты), разрешением детектора и геометрическими факторами (в первую очередь — размерами поглотителя). При внесении в схему основного эксперимента дополнительного фильтра толщиной d значение $\varkappa$ будет

$$\varkappa = I_\gamma/(I_\gamma + I_x) = \frac{I_{0\gamma}\, e^{-\mu_\gamma d}}{I_{0x}\, e^{-\mu_\gamma d} + I_{0x}\, e^{-\mu_x d}} = 1 \Big/ \left(1 + \frac{I_{0x}}{I_{0\gamma}}\, e^{-(\mu_x - \mu_\gamma) d}\right),$$

где μ_γ, μ_x — коэффициенты электронного поглощения гамма- и рентгеновского излучения в материале фильтра.

Метод контрольного поглотителя. В этом методе для измерения величины $\varkappa$ используется мёссбауэровский поглотитель, достаточно тонкий, чтобы не изменять величину $\varkappa_0$ в схеме основного эксперимента, и вместе с тем обеспечивающий достаточную величину резонансного поглощения в целях ускорения контроля. Чтобы удовлетворить этим противоречивым требованиям, контрольный поглотитель должен быть изготовлен из обогащенного изотопом Te^{125} соединения с высоким значением f' при комнатной температуре. В качестве такого поглотителя нами было использовано соединение β—TeO_3 толщиной 5,6 мг/см^2 по Te^{125}, содержание Te^{125}—88%. Значения коэффициентов поглощения в теллуре $\mu_\gamma = 25{,}8$ см^2/г, $\mu_x = 8$ см^2/г [1]. Расчет показывает, что $I_\gamma = 0{,}85\, I_{0\gamma}$, $I_x = 0{,}95\, I_{0x}$, $\varkappa = 1/(1 + 1{,}12\, I_{0x}/I_{0\gamma})$ и, следовательно, наш тонкий поглотитель вносит изменение в значение $\varkappa_0$ основного опыта на 2—3% при $\varkappa_0 \geqslant 0{,}7$.

Метод контрольного поглотителя заключается в том, что такой поглотитель вводится при комнатной температуре на пути распространения γ-квантов в геометрии основного эксперимента, и в нем измеряется