

Характер зависимости импульсной проницаемости от напряженности магнитного поля для всех испытанных марок ферритов приблизительно одинаков. В качестве примера на рис. 2 изображена зависимость магнитной проницаемости от напряженности поля для образца феррита 2000-НМЗ типоразмера 20·12·6. Была также измерена зависимость импульсной проницаемости от напряженности намагничивающего поля для образца холоднокатаной стали Э-340 (толщина ленты 80 мкм), которая приведена на рис. 2. Измерения проводились по схеме, изображенной на рис. 3 и сводились к осциллографированию импульсов тока в первичной обмотке ( $I_1$ ) и напряжения во вторичной обмотке ( $U_2$ ) образца на двухлучевом импульсном широкополосном осциллографе. Относительная ошибка измерений при длительности намагничивающих импульсов 20 нсек составила 15%, при длительности 50—300 нсек — 10%. Существенный вклад в ошибку вносит погрешность измерения геометрических размеров образца (около 5%).

Поступила в редакцию  
8.12 1971 г.

НИИЯФ

УДК 539.186

Б. Я. ЮРКОВ

## ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ТЯЖЕЛЫМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Как известно [1], расчет по формуле Бете средних ионизационных потерь энергии проникающими в вещество тяжелыми заряженными частицами, в частности протонами, в области малых энергий либо приводит к большим ошибкам, либо (для тяжелых веществ) становится совсем невозможным. непригодной оказывается и формула Бора, хотя последняя получена в противоположном приближении малых скоростей проникающей частицы  $v_p$  в сравнении со «средней скоростью» электронов в атоме. В связи с этим рассмотрим более детально формулу Блоха, которая совмещает формулы Бете и Бора. Проведенный анализ двух работ Блоха [2 и 3] показывает, что исходные равенства (формулы (20) в [2] и (29) в [3]) получаются одинаковыми оттого, что основные предпосылки обеих работ Блоха в сущности эквивалентны. Это позволяет отказаться от метода Блоха разделения параметра удара на две области и решать сразу всю задачу, не накладывая ограничений на скорость проникающей частицы  $v_p$ . В результате под знаком логарифма появляется дополнительный член, и новое выражение для средних ионизационных потерь энергии (в эв·см<sup>2</sup>) получает вид

$$\varepsilon = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2}{m v_p^2} \left\{ \ln \left[ \left( \frac{2m_p}{m_p + m} \right) \frac{m v_p^2}{I} + \Upsilon \exp(-\Psi(1)) \right] + \right. \\ \left. + \Psi(1) - \operatorname{Re} \Psi(1 + i\Upsilon) \right\}, \quad (1)$$

Здесь  $eZ_1$  — заряд проникающей частицы,  $Z_2$  — порядковый номер атома среды;  $m$  и  $m_p$  — масса электрона и масса проникающей частицы, соответственно,  $\operatorname{Re} \Psi$  — действительная часть логарифмической производной  $\Gamma$ -функции, параметр вырождения квантовомеханического движения в классическое

$$\Upsilon \sim \frac{\lambda}{a} = \frac{e^2}{\hbar v_p} \frac{a_0}{a}$$

( $\lambda$  — дебройлевская длина волны электрона, имеющего скорость проникающей частицы  $v_p$ ;  $\hbar$  — постоянная Планка;  $a_0$  — радиус первой боровской орбиты) зависит от принимаемого вида выражения для области соударения  $a$ . Расчеты проводились с использованием выражения для величины  $a$ , согласно Бору [4]:

$$\Upsilon_B = \left[ \frac{m_p}{m} \cdot \frac{Ry}{E_p} (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}) \right]^{1/2}$$

( $Ry$  — постоянная Ридберга,  $E_p$  — энергия проникающей частицы) и Томпсону [5], когда

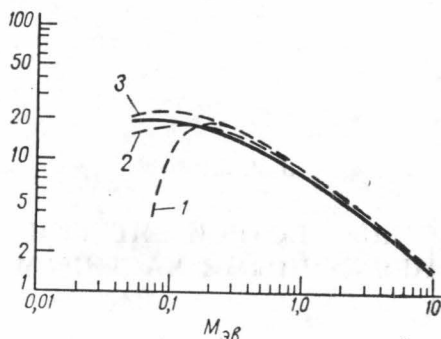
$$\Upsilon_T = \left[ \frac{m_p}{m} \cdot \frac{Ry}{E_p} (Z_1 \cdot Z_2)^{1/3} \right]^{1/2}.$$

Из формулы (1) видно, что при энергиях проникающей частицы

$$E_p \gg \frac{m_p}{m} R_y \left\{ \frac{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}{(Z_1 \cdot Z_2)^{1/3}} \right\},$$

она совпадает с формулой Бете. Например, для протонов ( $Z_1 = 1$ ), проникающих в алюминий ( $Z_2 = 13$ ), при

$$E_p \gg \left\{ \begin{array}{l} 160 \text{ кэВ} \\ 60 \text{ кэВ} \end{array} \right\}.$$



В противоположном случае, когда  $\Upsilon \gg 1$  и  $\text{Re}\Psi(1+i\Upsilon) \approx \ln\Upsilon$ , формула (1) для боровского варианта  $\Upsilon$  переходит в такую зависимость:

$$\varepsilon = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2}{m v_p^2} \ln \left[ \left( \frac{2m_p}{m_p + m} \right) \frac{e^{\Psi(1)} \bar{m} v_p^3}{\alpha c l (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/3}} + 1 \right], \quad (2)$$

( $\alpha$  — постоянная тонкой структуры), которая отличается от формулы Бора наличием под знаком логарифма иной модификации для  $Z_1$  и  $Z_2$  и добавлением единицы. Если представить среднюю энергию возбуждения атома в таком виде:

$$I = \exp[\Psi(1)] R_y Z_2 (1 + 0,51 Z_2^{-2/3})^{3/2}, \quad (3)$$

где последний множитель учитывает обменную энергию [6], то

$$\left( \frac{2m_p}{m_p + m} \right) \frac{e^{\Psi(1)} m v_p^3}{\alpha c l (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \approx \left( \frac{2m_p}{m_p + m} \right) \frac{2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \cdot \frac{1}{\Upsilon^3}.$$

Поэтому условие  $\Upsilon \gg 1$  означает, что, во-первых, формула Бора практически не реализуется, а во-вторых, в равенстве (2) можно положить

$$\begin{aligned} \ln \left[ \left( \frac{2m_p}{m_p + m} \right) \frac{e^{\Psi(1)} m v_p^3}{\alpha c l (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} + 1 \right] &\cong \\ &\cong \left( \frac{2m_p}{m_p + m} \right) \cdot \frac{2\alpha_0 \hbar m}{e^4 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \cdot \frac{v_p^3}{(0,51 + Z_2^{2/3})^{3/2}}, \end{aligned}$$

где учтено выражение (3). Таким образом, для малых скоростей мы получаем зависимость, близкую к формуле Линдхарда—Шарффа [7]:

$$\varepsilon = \left[ \left( \frac{2m_p}{m_p + m} \right) \frac{Z_1}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \right] 8\pi e^2 \alpha_0 \frac{Z_1 Z_2}{(0,51 + Z_2^{2/3})^{3/2}} \cdot \frac{v_p}{v_0}, \quad \left( v_0 = \frac{e^2}{\hbar} \right).$$

Для иллюстрации на рисунке для протонов, проникающих в алюминий, показано сравнение расчетов (штриховая линия 1 соответствует формуле Блоха, линия 2 — для  $\gamma_B$ , линия 3 — для  $\gamma_T$ ) с экспериментальными данными [8] (сплошная линия). Для более тяжелых заряженных частиц и ионов расхождение увеличиваются с ростом  $Z_1$  или  $Z_2$ , что можно объяснить прежде всего весьма приближенным определением параметра вырождения  $\gamma$ .

Автор благодарит Н. Ф. Нелипу за обсуждение результатов работы и глубоко признателен Н. Н. Казаковой и Н. В. Орловой за проведение расчетов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бете Г. А., Ашкин Ю. Экспериментальная ядерная физика, под ред. Э. Сегре, т. 1, ч. 2. М., ИЛ, 1955.
2. Bloch F. Ann. d. Phys., Fol. 5, 16, 285, 1933.
3. Bloch F. Zs. f. Phys., 81, 363, 1933.
4. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. М., ИЛ, 1950.
5. Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М., «Мир», 1971.
6. Lensen H. Zs. f. Phys., 106, 620, 1937.
7. Lindhard J., Scharff M. Phys. Rev., 124, 128, 1961.
8. Whaling W., Handb. d. Phys., 34, 193, 1958.

Поступила в редакцию  
12.1 1972 г.

НИИЯФ

УДК 621.318.13

О. С. ГАЛКИНА, Л. В. ЛАЗАРЕВА

## МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКОГО ТВЕРДОГО СПЛАВА ВК-3М ПРИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В последние годы металлокерамические твердые сплавы системы карбид вольфрама—кобальт (сплавы типа ВК) помимо распространения в различных областях техники находят все более широкое применение при проведении физических исследований. Главным образом они используются в различных системах, служащих для создания высоких давлений. Только используя сплавы типа ВК для изготовления «наковален Бриджмена» [1], удалось провести различные экспериментальные исследования при давлениях вплоть до 250 кбар в широком диапазоне температур, включая гелиевые (например, [2—7]).

Сплав ВК-3М применяется нами для изготовления наковален в «бомбах» высокого давления, работающих при низких температурах.

Однако все сведения о физических свойствах самих сплавов системы карбид вольфрама — кобальт ограничиваются областью температур от комнатных и выше.

Магнитные характеристики этих сплавов измерены лишь в полях до 5 кэ, т. е. в полях, далеких от полей насыщения [8, 9].

В то же время изучение гальваномагнитных эффектов в «бомбах» высокого давления и интерпретация полученных результатов невозможны без учета магнитных характеристик «наковален», объем которых примерно в миллион раз превышает объем образцов. Средний объем наковален в наших «бомбах» 2 см<sup>3</sup>. Размеры образцов 500·50·20 мк

$$\frac{V_{\text{наковален}}}{V_{\text{образца}}} \sim 5 \cdot 10^6.$$

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований магнитных характеристик сплава ВК-3М при 4,2° К в полях до 45 кэ.

Выбор именно сплава ВК-3М для изготовления наковален продиктован следующими причинами.

Сплав ВК-3М обладает наибольшей твердостью (91 ед. по Роквеллу) из всех сплавов этого типа, выпускаемых промышленностью.

Поскольку магнитные характеристики сплава ВК связаны в основном с содержанием чистого кобальта (чем больше кобальта, тем больше величина намагничен-